

# Aufbau und Funktionsnachweis eines Optischen Moduls mit optisch-analoger Pulsübertragung für den AMANDA-II- und ICECUBE-Detektor

## D I S S E R T A T I O N

zur Erlangung des akademischen Grades  
doctor rerum naturalium  
(Dr. rer. nat.)  
im Fach Physik

eingereicht an der  
Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät I  
Humboldt-Universität zu Berlin

von  
Herr Dipl.-Phys. Torsten Schmidt  
geboren am 6. Oktober 1970 in Wuppertal

Präsident der Humboldt-Universität zu Berlin:  
Prof. Dr. Jürgen Mlynek

Dekan der Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät I:  
Prof. Dr. Michael Linscheid

Gutachter:

1. Prof. Dr. Hermann Kolanoski
2. Prof. Dr. Paul Söding
3. Prof. Dr. Lutz Köpke

eingereicht am:	7. Juni 2002
Tag der mündlichen Prüfung:	15. November 2002

### **Abstract**

For the AMANDA detector a new type of Optical Module - the digital Analog Optical Module (dAOM) - has been developed. It incorporates some local 'intelligence' for slow control as well as active electronics for optical analog and electrical analog pulse transmission. Advantages of the optical analog transmission are the absence of crosstalk, a higher linear signal range and a good timing and double pulse resolution, whereas the electrical transmission uses the robust electrical cable as transmission line to the data acquisition. For that reason it is the fallback solution in case of a damaged optical transmission line.

23 dAOMs have been successfully installed in the AMANDA-II detector during the 1999/2000 season. After that the dAOM concept was further improved towards the dAOM++, which was a almost ideal solution for the ICECUBE detector.

### **Keywords:**

AMANDA, ICECUBE, Optical Module, photomultiplier, optical analog and electrical analog pulse transmission, signal processing

### **Zusammenfassung**

Für den AMANDA-Detektor wurde ein neuartiges Optisches Modul - das digitale Analoge Optische Modul (dAOM) - entwickelt. Es vereint sowohl lokale 'Intelligenz' zur Steuerung als auch aktive Elektronik zur optisch-analogen und elektrisch-analogen Pulsübertragung. Vorteile der optisch-analogen Übertragung sind die Immunität gegenüber einem Übersprechen zwischen den Signalkabeln, ein größerer linearer Signalbereich und eine gute Zeit- sowie Doppelpulsauflösung, wohingegen die elektrisch-analoge Übertragung das robuste elektrische Kabel als Verbindung mit der Datennahme nutzt. Deshalb dient sie als Ersatzübertragung, falls die optische Verbindung beschädigt wird.

In der Saison 1999/2000 wurden 23 dAOMs im AMANDA-II-Detektor erfolgreich installiert. Das dAOM-Konzept wurde daraufhin weiterentwickelt. Der sogenannte dAOM++ war eine nahezu ideale Lösung für den zukünftigen ICECUBE-Detektor.

### **Schlagwörter:**

AMANDA, ICECUBE, Optisches Modul, Photovervielfacher, optisch-analoge und elektrisch-analoge Pulsübertragung, Signalverarbeitung

# Vorwort

Ich erinnere mich noch sehr gut an mein erstes AMANDA-Kollaborationstreffen. Die Klimaanlage im Tagungsraum konnte nur mit einem Schraubendreher eingestellt werden und man fragte mich, ob ich ein Schweizer-Messer dabei hätte. Ich hatte keines, was Erstaunen hervorrief, denn schließlich sei ich ja ein Ingenieur!

Mich hat stets gewundert, wie häufig der Begriff 'Physik' auf den Teil der Physik eingeengt wird, der möglichst weit von Technik und Technologie entfernt ist. Schließlich sind heutige Experimente in der (Astro-)Teilchenphysik meist sehr groß und können nur noch von einer großen Anzahl von Mitarbeitern betrieben werden. Die Arbeit des Einzelnen ist deshalb immer in irgendeiner Form technisch und erst das Ergebnis der gemeinsamen Bemühungen die 'Physik'.

Die vorliegende Arbeit ist allerdings besonders technisch, weil sie zugleich auch die einzige zusammenhängende Dokumentation des dAOM-Systems ist.

Dieses System wurde hauptsächlich am DESY Zeuthen entwickelt. Vor allem möchte ich deshalb meinen Kollegen Paolo Desiati, Vladimir Drozdov und Holger Leich danken. Nur wegen unserer hervorragenden Zusammenarbeit und dem großen persönlichen Einsatz von uns allen war es möglich, alles fristgemäß fertigzustellen. Zudem durfte ich währenddessen vieles von Holger und Vladimir lernen.

In den vergangenen Jahren wurden von der AMANDA-Kollaboration zwei verschiedene Technologien, das digitale Analoge Optische Modul und das Digitale Optische Modul, für den ICECUBE-Detektor entwickelt. Obwohl beide Module-Typen nahezu gleichwertig sind, entschied man sich im Frühjahr 2001 für das Digitale Optische Modul, weil es wahrscheinlich preisgünstiger sein wird.

Dennoch ist diese Arbeit wichtig, da sie verschiedene Lösungsansätze für die kommenden Probleme im ICECUBE-Detektor liefert. Zudem läßt sich das Konzept und die technische Realisierung auch auf andere Experimente, wie z.B. Luftschauer-Detektoren, übertragen.

In der Arbeit habe ich zum Teil versucht, technisches Grundlagenwissen zu vermitteln, weil ich immer wieder sowohl von Diplomanden als auch von Doktoranden danach gefragt wurde. Viele Leser werden diese Stellen überspringen können, manchen werden sie jedoch eine Hilfe sein, die Arbeit zu verstehen.

Torsten Schmidt



# Inhaltsverzeichnis

<b>Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>1 Die kosmische Strahlung und <math>\nu</math>-Astronomie</b>	<b>3</b>
1.1 Die primäre kosmische Strahlung	3
1.1.1 Massenzusammensetzung	3
1.1.2 Direkte und indirekte Messungen	4
1.1.3 Der ausgedehnte Luftschauer	5
1.1.4 Das All-Teilchen Energiespektrum	7
1.1.5 Beschleunigungsmechanismen	8
1.1.6 Quellen	8
1.1.7 Isotropie der geladenen Primärteilchen	10
1.2 $\gamma$ -Astronomie	11
1.2.1 Absorption von $\gamma$ -Strahlung	12
1.3 $\nu$ -Astronomie	13
1.3.1 Nachweis von Myonspuren	14
1.3.2 Nachweis von elektromagnetischen und hadronischen Schauern	17
1.3.3 Nachweis kurzfristiger Ausbrüche niederenergetischer Neutrinos	18
1.3.4 Quellen hochenergetischer Neutrinos	19
1.3.5 Suche nach relativistischen magnetischen Monopolen	19
1.3.6 Untergrund	19
1.3.7 Im Aufbau befindliche Unterwasser-/Eis-Detektoren	19
<b>2 Der AMANDA-Detektor</b>	<b>23</b>
2.1 Optische Eiseigenschaften	25
2.2 Detektorinstallation	27
2.3 Optische Module	29
2.4 Datennahmesystem	32
<b>3 Der ICECUBE-Detektor</b>	<b>35</b>
<b>4 Photovervielfacher</b>	<b>39</b>
4.1 Die Photovervielfacher Hamamatsu R5912-02 und R7081-20	49
4.2 Die PMT-Basis ISEG PHQ 5912	50
4.2.1 Funktionsprinzip	52
4.2.2 Verhalten bei tiefen Temperaturen	53
4.2.3 PMT-Verstärkung, $P/V$ -Verhältnis und 1PE-Auflösung	54
4.2.4 Linearität	58
4.2.5 Stabilität bei Doppelpulsen	60
4.2.6 Rauschen	63
<b>5 Das digitale Analoge Optische Modul</b>	<b>67</b>
5.1 Leucht- und Laserdioden zur aktiven optisch-analogen Pulsübertragung	74

<b>6 Die Empfangs- und Kontrollelektronik des digitalen Analogen Optischen Moduls</b>	<b>81</b>
6.1 Eigenschaften der aktiven elektrisch-analogen Pulsübertragung . . . . .	85
6.1.1 Untersuchung der Nicht-Linearität der aktiven elektrisch-analogen Pulsübertragung . . . . .	87
6.1.2 Untersuchung der Zeiteigenschaften der aktiven elektrisch-analogen Pulsübertragung . . . . .	92
<b>7 Empfänger zur optisch-analogen Signalübertragung</b>	<b>95</b>
7.1 Das <i>Optical Receiver Board III</i> - ORB-III . . . . .	96
7.1.1 Die Übertragungscharakteristik von optischer Eingangsleistung und der Amplitude der elektrischen Ausgangssignale . . . . .	98
7.1.2 Untersuchung der Zeiteigenschaften der aktiven optisch-analogen Pulsübertragung mit LED-dAOM und ORB-III . . . . .	102
7.2 Das <i>Optical Receiver Module</i> - ORM . . . . .	104
7.2.1 Der verzögerte Signalweg . . . . .	109
7.2.2 Der direkte Signalweg . . . . .	109
<b>8 Installation der digitalen Analogen Optischen Module in AMANDA-II</b>	<b>117</b>
8.1 Anbindung der digitalen Analogen Optischen Module an das Datennahmesystem . . . . .	120
8.2 Die elektrisch-analoge PMT-Pulsübertragung im AMANDA-II-Detektor . . . . .	120
8.2.1 Einfluß der elektrisch-analogen Pulsübertragung auf die digitale Kommunikation . . . . .	122
8.3 Die optisch-analoge PMT-Pulsübertragung im AMANDA-II-Detektor . . . . .	122
8.3.1 Verhalten der Module mit LED-Aufsteckmodul . . . . .	122
8.3.2 Verhalten der Module mit LD-Aufsteckmodul . . . . .	126
<b>9 Das verbesserte digitale Analoge Optische Modul</b>	<b>131</b>
9.1 Der Nios-Prozessor . . . . .	131
9.2 Die digitale Kommunikation . . . . .	133
9.3 Das LD-Aufsteckmodul mit geknickter Übertragungscharakteristik . . . . .	134
9.4 Die Detektorkalibration . . . . .	137
9.4.1 Amplitudenkalibration . . . . .	138
9.4.2 Kalibration der Signallaufzeit . . . . .	138
9.4.3 Geometriekalibration . . . . .	140
<b>10 Entwurf des dAOM-Datennahmesystems</b>	<b>147</b>
10.1 Erwartete Datenraten . . . . .	150
10.2 Rekonstruktion von zeitdiskret quantifizierten und digitalisierten dAOM-Signalen . . . . .	151
<b>Fazit</b>	<b>161</b>
<b>A Das 1PE-Spektrum</b>	<b>167</b>
<b>B Serielle, digitale Kommunikation</b>	<b>171</b>
<b>C Kontrollsignale, Steckerbelegungen und Schaltpläne</b>	<b>173</b>
C.1 PMT-Basis ISEG PHQ 5912 . . . . .	173
C.2 dAOM . . . . .	173
C.3 P&C-Modul . . . . .	181
C.4 ORM . . . . .	185
C.5 dAOM++ . . . . .	189
<b>D 1PE-Spektren der 'elektrischen' digitalen Analogen Optischen Module</b>	<b>191</b>

<b>E</b>	<b>1PE-Spektren der 'optischen' digitalen Analogen Optischen Module</b>	<b>195</b>
<b>F</b>	<b><i>Compact PCI</i></b>	<b>201</b>





# Abbildungsverzeichnis

1.1	Elementhäufigkeit im Sonnensystem und in der primären kosmischen Strahlung . .	3
1.2	Schematische Entwicklung eines ausgedehnten Luftschauers . . . . .	5
1.3	Das All-Teilchen Energiespektrum der primären kosmischen Strahlung . . . . .	7
1.4	Magnetfeld und charakteristische Ausdehnung für einige potentielle Quellen der kosmischen Strahlung . . . . .	9
1.5	Der dritte EGRET-Katalog von Quellen hochenergetischer $\gamma$ -Strahlung . . . . .	12
1.6	Abschwächungslänge hochenergetischer Photonen und Protonen aufgrund von Wechselwirkungen mit der Infrarot-, Mikrowellen- oder Radio-Hintergrundstrahlung . .	13
1.7	Eine Myonspur und deren Front von Cherenkovphotonen im Unterwasser-/Eis-Detektor . . . . .	14
1.8	Wirkungsquerschnitt für geladene Stromwechselwirkungen von (Anti-)Neutrinos und Nukleonen und der mittlere Energieanteil des hadronischen Schauers . . . . .	15
1.9	Schematische Darstellung des Cherenkoeffektes . . . . .	15
1.10	Mittlere Myonreichweite in Eis als Funktion der Myonenergie . . . . .	16
1.11	Sphärische Ausbreitung von Cherenkovphotonen eines Schauers . . . . .	17
1.12	Wechselwirkungsquerschnitt für die 'Glashow-Resonanz' und Neutrino-Nukleon-Wechselwirkungen . . . . .	18
1.13	Unterwasser-/Eis-Detektor als Zählraten-Monitor für den Nachweis kurzfristiger Ausbrüche niederenergetischer Neutrinos . . . . .	18
1.14	Extraterrestrische Neutrinos und ihr Untergrund: atmosphärische Neutrinos und abwärtslaufende atmosphärische Myonen . . . . .	20
1.15	Vorhersagen über und Grenzen auf den diffusen Fluß von Muon-Neutrinos . . . . .	21
2.1	Lage des AMANDA-Detektors . . . . .	23
2.2	Aufbau des AMANDA-Detektors . . . . .	24
2.3	Tiefenabhängigkeit der reziproken effektive Streulänge . . . . .	26
2.4	Tiefen- und Wellenlängenabhängigkeit der reziproken Absorptionslänge . . . . .	27
2.5	Zeitverlauf der Detektorinstallation . . . . .	28
2.6	Standard OM-Technologien im AMANDA-Detektor . . . . .	29
2.7	Schematische Darstellung des Analogen Optischen Moduls mit passiver analog-optischer Pulsübertragung . . . . .	30
2.8	PMT-Puls im Original und nach 2 km Multi-Moden Glasfaserkabel . . . . .	31
2.9	Prototypen OM-Technologien im AMANDA-Detektor . . . . .	32
2.10	Vereinfachtes Blockschema des AMANDA-II Datennahmesystems . . . . .	34
3.1	Der ICECUBE-Detektor . . . . .	35
3.2	Signale von Optischen Modulen in Folge eines Laser-Lichtpulses . . . . .	36
4.1	Konstruktion eines Photovervielfachers . . . . .	39
4.2	Vereinfachtes Energiebandmodell für einen Halbleiter . . . . .	40
4.3	Spektrale Sensitivität und Quanteneffizienz des Photovervielfachers Hamamatsu R5912 . . . . .	40
4.4	Dynodensysteme in Sekundärelektronenvervielfachern . . . . .	42

4.5	Beispiel für eine PMT-Basis mit iterativer, progressiver oder iterativ-progressiver Potentialfolge . . . . .	43
4.6	Sammeleffizienz als Funktion der Spannung zwischen der Kathode und der ersten Dynode . . . . .	44
4.7	Das 1PE-Spektrum eines Photovervielfachers . . . . .	45
4.8	PMT-Zeiteigenschaften . . . . .	46
4.9	Vergleich des Ladungsspektrums des PMT-Rauschens und des 1PE-Spektrums . .	48
4.10	Dimensionen der Photovervielfacher Hamamatsu R5912-02 und R7081-20 . . . . .	49
4.11	1PE-Puls des PMT Hamamatsu R5912-02 . . . . .	49
4.12	Schaltplan der Standardbasis für die Photovervielfacher Hamamatsu R5912-02 und R7081-20 . . . . .	51
4.13	Blockschema der PMT-Basis ISEG PHQ 5912 . . . . .	52
4.14	Stabilität der PMT-Hochspannung bei -40 °C vor und nach der Redimensionierung des HV-Regelkreises . . . . .	54
4.15	Zusammenhang zwischen der Verstärkung und der Hochspannung des Photovervielfachers Hamamatsu R7081-20 sowie R5912-02 . . . . .	56
4.16	Zusammenhang zwischen dem $P/V$ -Verhältnis und der Hochspannung des Photovervielfachers Hamamatsu R7081-20 . . . . .	57
4.17	Zusammenhang zwischen der 1PE-Auflösung und der Hochspannung des Photovervielfachers Hamamatsu R7081-20 . . . . .	58
4.18	Vereinfachter Aufbau zur Linearitätsmessung . . . . .	59
4.19	Nicht-Linearität des Photovervielfachers Hamamatsu R5912-02 mit PMT-Basis ISEG PHQ 5912 . . . . .	60
4.20	Stabilität der Ladungen von Doppelpulsen des Photovervielfachers Hamamatsu R5912-02 mit PMT-Basis ISEG PHQ 5912 . . . . .	62
4.21	Temperaturabhängigkeit der Rauschrate und des Fano-Faktors . . . . .	64
5.1	Das digital Analoge Optische Modul im Überblick . . . . .	69
5.2	Das dAOM-Verstärkersystem zur elektrisch-analogen Pulsübertragung . . . . .	72
5.3	Skizze der dAOM-Leiterplattenmechanik . . . . .	73
5.4	Vollständig montierter dAOM . . . . .	74
5.5	pn-Übergang einer LED mit äußerer Spannung . . . . .	75
5.6	Abstrahlcharakteristik eines LED-Flächenemitters . . . . .	75
5.7	Prinzipieller Aufbau einer Laserdiode . . . . .	76
5.8	Die dAOM-Aufsteckmodule zur aktiven optisch-analogen Pulsübertragung . . . . .	78
5.9	Optische Ausgangsleistung nach 10 dB optischer Dämpfung gegen den Eingangsstrom von Leucht- und Laserdiode . . . . .	78
6.1	Das P&C-Modul im Überblick . . . . .	82
6.2	Relativer Frequenzgang des beschalteten Operationverstärkers Maxim MAX 4213 .	84
6.4	Linearer Zusammenhang zwischen der normierten dAOM-Amplitude und der dAOM-Verstärkung . . . . .	85
6.3	PMT-Ladungsspektren und dAOM-Amplitudenspektren . . . . .	86
6.6	Abhängigkeit der dAOM-Amplitude von der Eingangspulsladung . . . . .	87
6.5	Nicht-Linearität der aktiven elektrisch-analogen Pulsübertragung . . . . .	88
6.7	Übertragungscharakteristik von PMT-Pulsladung und dAOM-Amplitude . . . . .	90
6.8	Indirekte Kalibration der Übertragungscharakteristik von dAOM-Amplitude und PMT-Pulsladung . . . . .	91
6.9	Momentaufnahme der typischen Pulsform elektrisch-analoger 1PE-Pulse und deren Pulsbreitenverteilung . . . . .	92
6.10	Skizze zum Prinzip der Amplitudenkorrektur . . . . .	93
6.11	Korrelation zwischen der teilkorrigierten Pulsankunftszeit und der dAOM-Amplitude sowie Verteilung der rekonstruierten Eingangspulszeiten in den dAOM . . . . .	94

7.1	Transimpedanzverstärker mit Photodiode als Signalgeber . . . . .	96
7.2	Die Signalwege im ORB-III . . . . .	96
7.3	Linearer Zusammenhang zwischen der Amplitude der ORB-Signale und den Kontrollspannungen . . . . .	97
7.4	Teil-Linearität des ORB-III . . . . .	99
7.5	Der LED-dAOM und der ORB-III: Verhalten bei großen Eingangsamplituden und der verzögerte Signalweg als Integrierer . . . . .	101
7.6	Momentaufnahme der typischen Pulsform 'optisch-analoger' 1PE-Pulse am direkten ORB-Ausgang und deren Pulsbreitenverteilung . . . . .	102
7.7	Korrelation zwischen der teilkorrigierten Pulsankunftszeit und der Amplitude des verzögerten Signals und Verteilung der rekonstruierten Eingangspulszeiten in den LED-dAOM . . . . .	103
7.8	Pulsbreitenverteilung von LED und Laserdiode am direkten ORB-Signalausgang im Vergleich . . . . .	105
7.9	Der ORM im Überblick . . . . .	106
7.10	Die relativen ORM-Verstärkung als Funktion der Kontrollspannung . . . . .	108
7.11	Teil-Linearität des verzögerten ORM-Signals . . . . .	109
7.12	Momentaufnahme der typischen Pulsform 'optisch-analoger' 1PE-Pulse am direkten ORM-Ausgang und die Verteilung der korrigierten/rekonstruierten Eingangspulszeiten in die Laserdiode . . . . .	110
7.13	Relativer Frequenzgang der beschalteten Breitband-Verstärker National Semiconductor CLC 425 und CLC 5523 . . . . .	111
7.14	Linearität des direkten ORM-Signals . . . . .	112
7.15	Übertragungscharakteristik von PMT-Pulsladung und der Pulsladung am direkten ORM-Signalausgang . . . . .	113
7.16	Stabilität der Ladung von Doppelpulsen am direkten ORM-Signalausgang . . . . .	114
7.17	Messung und Korrektur der Pulsladung bei Doppelpulsen . . . . .	115
8.1	Zeitliche Entwicklung der relativen, mittleren 1PE-Amplitude . . . . .	123
8.2	Stabilität der relativen, mittleren 1PE-Amplitude . . . . .	124
8.3	Teil-Linearität vom modifizierten ORB und dem LED-dAOM 17-37 . . . . .	126
8.4	ADC-Spektren eines LD-dAOMs im AMANDA-II-Detektor . . . . .	128
8.5	Teil-Linearität vom ORM und dem LD-dAOM 19-36 . . . . .	129
8.6	Linearität eines digitalen Analogen Optischen Moduls mit LD-Aufsteckmodul . . . . .	130
9.1	Der dAOM++ im Überblick . . . . .	132
9.2	Kodierung elektrisch-analoger PMT-Pulse . . . . .	133
9.3	Versuchsaufbau zum Test der digitalen Kommunikation . . . . .	134
9.4	Funktionsprinzip des digitalen Diskriminators und Amplitudenspektrum des Rauschens am direkten ORM-Ausgang . . . . .	135
9.5	Schematische Darstellung einer optisch-analogen Übertragungsstrecke . . . . .	136
9.6	Funktionsprinzip und Übertragungscharakteristik des LD-Aufsteckmoduls mit geknickter Kennlinie . . . . .	136
9.8	Linearer Zusammenhang zwischen der Pulsamplitude und der Kontrollspannung des Kalibrationspulsers . . . . .	138
9.7	Simulierte Übertragungscharakteristik des LD-Aufsteckmoduls mit geknickter Kennlinie . . . . .	142
9.9	Funktionsprinzip sowie Test der Kalibration der Signallaufzeit . . . . .	143
9.10	Folge der Totzeit einer einfachen 'digitalen' Verzögerung bei der Kalibration der Signallaufzeit . . . . .	144
9.11	Schaltplan eines Avalanche-Pulsers und Form des davon generierten Strompulses . . . . .	145
10.1	Das dAOM-Datennahmesystem im Überblick . . . . .	148
10.2	Simulierte ICECUBE-Konfiguration . . . . .	150

10.3	Der 1PE-Pulses eines LED-dAOM's und dessen Parametrisierung . . . . .	151
10.4	Die zeitdiskrete Quantifizierung eines dAOM-Pulses und dessen Parameter . . . . .	152
10.5	Verhalten der rekonstruierten Pulsparameter von in 5 ns-Schritten zeitdiskret quantifizierten und mit 8 Bit digitalisierten dAOM-Signalen . . . . .	153
10.6	Verhalten der rekonstruierten Pulsparameter von in 5 ns-Schritten mit eff. 12 Bit digitalisierten und in 10 ns-Schritten mit 8 Bit digitalisierten dAOM-Signalen . . . . .	154
10.7	Verteilung des relativen Fehlers der rekonstruierten Pulsamplitude . . . . .	155
10.8	Kennlinie eines FADC's mit 8 Bit Breite . . . . .	157
10.9	Verteilung des relativen Fehlers der rekonstruierten Pulsladung . . . . .	159
A.1	Aufbau zur Messung der Ladung von PMT-Pulsen . . . . .	168
B.1	Asynchrone und Manchester-kodierte, synchrone serielle Kommunikation . . . . .	171
C.1	Schaltplan des digitalen Analogen Optischen Moduls I . . . . .	175
C.2	Schaltplan des digitalen Analogen Optischen Moduls II . . . . .	177
C.3	Schaltplan des digitalen Analogen Optischen Moduls III . . . . .	179
C.4	Schaltplan eines Kanals des P&C-Moduls . . . . .	183
C.5	Schaltplan eines ORM-Kanals . . . . .	187
C.6	Schaltplan des elektrischen Kalibrationspulsers . . . . .	189
C.7	Schaltplan des LD-Aufsteckmoduls mit geknickter Kennlinie . . . . .	190
D.1	P&C-Amplitudenspektren der digitalen Analogen Optischen Module mit LED-Aufsteckmodul an <i>String</i> 17 . . . . .	191
D.2	P&C-Amplitudenspektren der digitalen Analogen Optischen Module mit LED-Aufsteckmodul an <i>String</i> 18 . . . . .	192
D.3	P&C-Amplitudenspektren der digitalen Analogen Optischen Module mit LED-Aufsteckmodul an <i>String</i> 19 . . . . .	192
D.4	P&C-Amplitudenspektren der digitalen Analogen Optischen Module an <i>String</i> 17 . . . . .	193
D.5	P&C-Amplitudenspektren des digitalen Analogen Optischen Moduls an <i>String</i> 19 . . . . .	194
E.1	ORB-Amplitudenspektren der digitalen Analogen Optischen Module mit LED-Aufsteckmodul an <i>String</i> 17 . . . . .	195
E.2	ORB-Amplitudenspektren der digitalen Analogen Optischen Module mit LED-Aufsteckmodul an <i>String</i> 18 . . . . .	196
E.3	ORB-Amplitudenspektren der digitalen Analogen Optischen Module mit LED-Aufsteckmodul an <i>String</i> 19 . . . . .	196
E.4	ORB-Ladungsspektren der digitalen Analogen Optischen Module mit LED-Aufsteckmodul an <i>String</i> 17 . . . . .	197
E.5	ORB-Ladungsspektren der digitalen Analogen Optischen Module mit LED-Aufsteckmodul an <i>String</i> 18 . . . . .	197
E.6	ORB-Ladungsspektren der digitalen Analogen Optischen Module mit LED-Aufsteckmodul an <i>String</i> 19 . . . . .	198
E.7	ORM-Amplitudenspektren der digitalen Analogen Optischen Module mit LD-Aufsteckmodul an <i>String</i> 19 . . . . .	199
E.8	ORM-Ladungsspektren der digitalen Analogen Optischen Module mit LD-Aufsteckmodul an <i>String</i> 19 . . . . .	200
F.1	Schematische Darstellung eines CPCI-Systems mit Peripheriemodulen . . . . .	201

# Tabellenverzeichnis

1.1	Einige Luftschauer-Detektoren . . . . .	4
1.2	Typische Teilchenwechselwirkungen in der Luftschauerentwicklung . . . . .	6
2.1	Die Ausbaustufen des AMANDA-Detektors . . . . .	25
2.2	Kalibrations-Lichtquellen im AMANDA-Detektor . . . . .	25
2.3	Optische Eigenschaften des Detektormediums im AMANDA-, im BAIKAL- und in den Ozean-Detektoren . . . . .	27
4.1	Eigenschaften der Photovervielfacher Hamamatsu R5912-02 und R7081-20 . . . . .	50
4.2	Technische Daten der PMT-Basis ISEG PHQ 5912 . . . . .	53
4.3	Verlauf des Temperaturtests der PMT-Basis ISEG PHQ 5912 . . . . .	53
4.4	Rauschrate und Fano-Faktor eines Photovervielfachers Hamamatsu R5912-02 . . . . .	65
5.1	dAOM-Befehle . . . . .	72
5.2	Vergleich opto-elektrischer Sender . . . . .	76
5.3	Vergleich opto-elektrischer Senderbauelemente . . . . .	77
6.1	P&C-Modul-Befehle . . . . .	83
7.1	ORB-III-Befehle . . . . .	98
7.2	ORM-Befehle . . . . .	107
7.3	Rauschpegel, maximale, lineare Ausgangsamplitude und Dynamikbereich des direkten ORM-Signalweges . . . . .	113
8.1	Liste aller dAOMs im AMANDA-II-Detektor . . . . .	118
8.2	Liste der im Jahr 2000 scheinbar defekten digitalen Analogen Optischen Module . . . . .	119
8.3	Betriebsparameter der 'elektrischen' digitalen Analogen Optischen Module . . . . .	121
8.4	Betriebsparameter der 'optischen' digitalen Analogen Optischen Module mit LED-Aufsteckmodul . . . . .	125
8.5	Betriebsparameter der 'optischen' digitalen Analogen Optischen Module mit LD-Aufsteckmodul . . . . .	129
9.1	Herstellerspezifikationen verschiedener blauer Leuchtdioden und qualitative Beurteilung von deren Verhalten im Avalanche-Pulser . . . . .	141
10.1	Vergleich der Rekonstruktionsfehler der dAOM-Pulsparameter . . . . .	158
C.1	Anschlußbelegung des Flachband-Stiftgehäuses auf der PMT-Basis ISEG PHQ 5912 . . . . .	173
C.2	dAOM-Kontrollelektronik: digitale Ein- und Ausgangssignale . . . . .	173
C.3	dAOM-Kontrollelektronik: analoge Eingangsspannungen . . . . .	174
C.4	dAOM-Kontrollelektronik: analoge Ausgangsspannungen . . . . .	174
C.5	Belegung der Stiftleiste zum LED/LD-Aufsteckmodul . . . . .	174
C.6	P&C-Modul: digitale Kontrollsignale . . . . .	181
C.7	P&C-Modul: analoge Kontrollspannung . . . . .	181

C.8 ORM: analoge Kontrollspannung . . . . .	185
---	-----

# Einleitung

Seit vor etwa 100 Jahren die kosmische Strahlung entdeckt wurde, beschäftigt sich die Astroteilchenphysik u.a. mit der Frage nach ihren Quellen - insbesondere nach denen der höchstenergetischen kosmischen Strahlung. Unglücklicherweise besteht diese im wesentlichen aus Protonen, die von galaktischen Magnetfeldern abgelenkt werden und deshalb nur bedingt als Informationsträger nützlich sind. Dagegen breiten sich die Photonen und Neutrinos geradlinig im Kosmos aus, weshalb man vor einigen Jahrzehnten damit begonnen hat, Hochenergie-Gammateleskope und -Neutrinoobservatorien zu bauen.

Tatsächlich haben bereits einige Gammateleskope hochenergetische Photonen, beispielsweise von Aktiven Galaktischen Kernen, nachweisen können, doch leider sind diese Messungen aufgrund der Absorption durch die kosmische Hintergrundstrahlung bei hohen Energien in ihrer Beobachtungstiefe begrenzt.

Demgegenüber durchqueren Neutrinos nahezu ohne Absorption den Kosmos und wären somit optimal zur Astronomie bei diesen Energien geeignet, wenn sie nicht so schwierig nachzuweisen wären. Darum müssen Hochenergie-Neutrinoobservatorien auf ein großes Detektionsvolumen optimiert werden.

Hochenergie-Neutrinoobservatorien werden im Wasser von Ozeanen oder Seen bzw. im polaren Eis installiert, und bestehen aus einem groben Gitter von hochempfindlichen Lichtsensoren, den Optischen Modulen. Diese registrieren das Cherenkovlicht von neutrino-induzierten Myonen, die ab einer Energie von ca. 1 TeV innerhalb eines Grades der Richtung der Neutrinos folgen und so die Identifizierung einer möglichen Quelle erlauben (Kap. 1).

Legendärer Ausgangspunkt aller Hochenergie-Neutrinoobservatorien ist das DUMAND-Projekt, das aber nach ersten Messungen mit nur einigen Optischen Modulen eingestellt wurde. Vielleicht auch deshalb, weil es aus technologischer Sicht zu anspruchsvoll angelegt war.

Im AMANDA-Experiment begann man dagegen technisch vergleichbar simpel, installierte jedoch seit 1993/1994 über 700 Optische Module im Eis der Antarktis (Kap. 2). 1999/2000 wurde die bisher letzte Baustufe, der AMANDA-II-Detektor, abgeschlossen. Darin wurden erstmals auch einige technisch komplexe Optische Module, darunter 23 digitale Analoge Optische Module, als Prototypen für den ICECUBE-Detektor installiert (Kap. 8).

Die vorliegende Arbeit beschreibt die Entwicklung und den Test

- eines aktiven Spannungsteilers mit integrierter Hochspannungsquelle für den Photovervielfacher (Kap. 4),
- der Elektronik des digitalen Analogen Optischen Moduls, einschließlich der lokalen 'Intelligenz' für die Steuerung und der aktiven Elektronik für die optisch-analoge wie auch elektrisch-analoge Pulsübertragung (Kap. 5) und
- der Empfangs- und Steuerelektronik (Kap. 6), sowie den Optischen Empfängern (Kap. 7) für das Datennahmesystem.

Grundsätzlich wurde das System so entworfen, daß es eine gute Zeit- sowie Doppelpulsauflösung und einen großen linearen Signalbereich bei möglichst kleinem Rauschen bereitstellt. Später wurde es weiter verbessert, um die erreichten Leistungsmerkmale optimal auszunutzen und die Kalibration des Detektors weitestgehend automatisieren zu können (Kap. 9). Schließlich wurde auch ein



komplettes Datenahmesystem für das zukünftige ICECUBE-Experiment (Kap. 3) ausgearbeitet, welches die Sensorsignale 'kontinuierlich-zeitdiskret'<sup>1</sup> aufzeichnen kann (Kap. 10).

---

<sup>1</sup>Unter einer 'kontinuierlich-zeitdiskreten' Digitalisierung/Aufzeichnung der Sensorsignale wird hier und im weiteren eine Digitalisierung/Aufzeichnung verstanden, bei der die Signalamplituden über ein quasi-unbegrenzt langes Intervall periodisch zu diskreten, äquidistanten Zeitpunkten abgetastet und gemessen werden, wie es z.B. bei einem Digitaloszilloskop der Fall ist. Die Länge des Meßintervalls wird in der Praxis durch die Abtastrate und die Größe des Meßwertspeichers begrenzt.

# Kapitel 1

## Die kosmische Strahlung und $\nu$ -Astronomie

### 1.1 Die primäre kosmische Strahlung

Die primäre kosmische Strahlung besteht zum größten Teil aus vollständig ionisierten Atomkernen, die mit einer Rate von ca.  $1000 \text{ m}^{-2} \text{ s}^{-1}$  auf die Erdatmosphäre treffen. Die Sekundärteilchen aus Schauern dieser kosmischen Primärteilchen wurden erstmals 1912 durch V. F. Hess auf ihren kosmischen Ursprung zurückgeführt [HES12], nachdem sie zuvor als Zerfallsprodukte der natürlichen Radioaktivität der Erde mißdeutet worden waren [WIL00].

#### 1.1.1 Massenzusammensetzung

Die chemische Zusammensetzung der primären kosmischen Strahlung ist bei nicht zu hohen Energien nahezu energieunabhängig und ähnelt der Zusammensetzung des Sonnensystems (Abb. 1.1), was auf den gleichen Entstehungsmechanismus, nämlich der Nukleosynthese im Innern der Sterne, hindeutet.

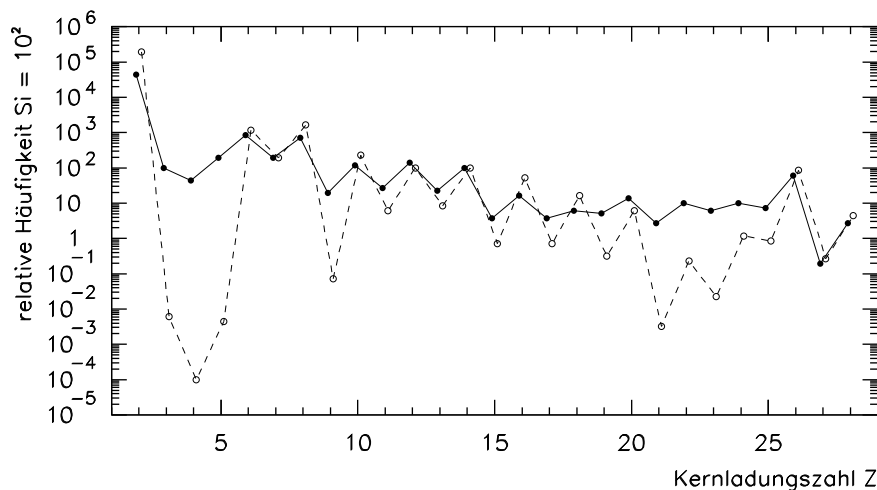


Abbildung 1.1: Elementhäufigkeit im Sonnensystem (o) und in der primären kosmischen Strahlung (•) (nach [LON92])

Ausnahmen bilden Wasserstoff und Helium ( $Z=1, 2$ ), sowie Lithium, Beryllium, Bor ( $Z=3, 4, 5$ )

und Kalzium bis Mangan ( $Z=20-25$ ). Die zuletzt genannten Elemente sind in der kosmischen Strahlung häufiger vorhanden, da sie bei Wechselwirkungen mit dem interstellaren Medium aus den Kernen Kohlenstoff, Sauerstoff und Eisen hervorgehen. Wasserstoff und Helium findet man dagegen seltener in der kosmischen Strahlung. Sie dominieren aber dennoch die übrigen Elemente.

85 % der primären kosmischen Strahlung bestehen aus Protonen, 12 % aus Helium und 1 % aus schwereren Kernen. Daneben gibt es auch Elektronen (2 %) sowie hochenergetische Photonen (0.1 %) [LON92].

### 1.1.2 Direkte und indirekte Messungen

Zahlreiche Ballon<sup>1</sup>- und Satelliten<sup>2</sup>-Experimente haben insbesondere die hadronische Komponente der primären kosmischen Strahlung bis hin zu Teilchenenergien von ca. 100 TeV vermessen.

Diese Experimente zeichnen sich unter anderem durch die große Höhe aus, in der sie die Primärteilchen direkt nachweisen können. Zudem sind ihre Energieschwellen sehr niedrig, so daß - in einem Teil des untersuchten Energiebereiches - grundlegende Wechselwirkungsdaten von Beschleunigerexperimenten genau bekannt sind. Deshalb liefern sie sehr präzise Information über die chemische Zusammensetzung und das Energiespektrum der primären kosmischen Strahlung.

Allerdings werden die Teilchenflüsse bei großen Energien sehr klein, so daß die benötigten Nachweisflächen dann die typischen Dimensionen von Ballon- und Satelliten-Experimenten überschreiten.

Die Beobachtung der kosmischen Strahlung wird deshalb indirekt mit erdgebundenen Luftschauer-Experimenten fortgeführt (Tab. 1.1). Leider sind diese Messungen aber stark von Modellen der Luftschauerentwicklung abhängig und bergen deshalb stets eine gewisse intrinsische Unsicherheit.

EXPERIMENT	TECHNOLOGIE <sup>3</sup>	FLÄCHE [km <sup>2</sup> ]	HÖHE [g/cm <sup>2</sup> ]	ENERGIE- SCHWELLE [eV]
Akeno [NAG84]	S, M	1	920	$3 \cdot 10^{14}$
AGASA [YOS95]	S, M	100	920	$10^{17}$
CASA-MIA [BOR94]	S, M	0.25	870	$10^{14}$
BLANCA [CAS97]	C	0.2	870	$3 \cdot 10^{14}$
EAS-Top [AGL95]	S, M, C, R	0.1	810	$10^{14}$
Fly's Eye [DAW97]	F	-	860	$10^{17}$
Haverah Park [CUN83]	W	12	1010	$4 \cdot 10^{17}$
HEGRA [RHO96a]	S, M, C	0.04	790	$3 \cdot 10^{13}$
HiRes [BIR95]	F	-	860	$10^{17}$
KASCADE [KLA97]	S, M, H	0.04	1020	$3 \cdot 10^{14}$
SUGAR [WIN86]	M	125	1005	$10^{17}$
Tibet AS $\gamma$ [AME95]	S	0.02	606	$3 \cdot 10^{12}$
Yakutsk [EFI91]	S, M, C, R	18	1020	$10^{16}$

Tabelle 1.1: Einige Luftschauer-Detektoren

<sup>1</sup>z.B. das JACEE-Experiment [ASA97]

<sup>2</sup>z.B. das CRN-Experiment [SWO93]

<sup>3</sup>S: Szintillationszähler, M: Myonzzähler, C: Cherenkovzähler, F: Fluoreszenzdetektor, H: Hadronendetektor, R: Radioantenne, W: Wasser-Cherenkovzähler

### 1.1.3 Der ausgedehnte Luftschauer

Tritt ein Primärteilchen der kosmischen Strahlung in die Erdatmosphäre ein, stößt es auf deren Atomkerne, wodurch Sekundärteilchen, die weitere Teilchen produzieren können, entstehen. Eine regelrechte Teilchenlawine mit rapide wachsender Teilchenzahl bildet sich aus, während die mittlere Energie der Teilchen immer mehr abnimmt. Fällt sie unter einen kritischen Wert, hat der Luftschauer sein Maximum erreicht und klingt langsam aus, da die Teilchen bei den folgenden Stößen vollkommen abgebremst werden.

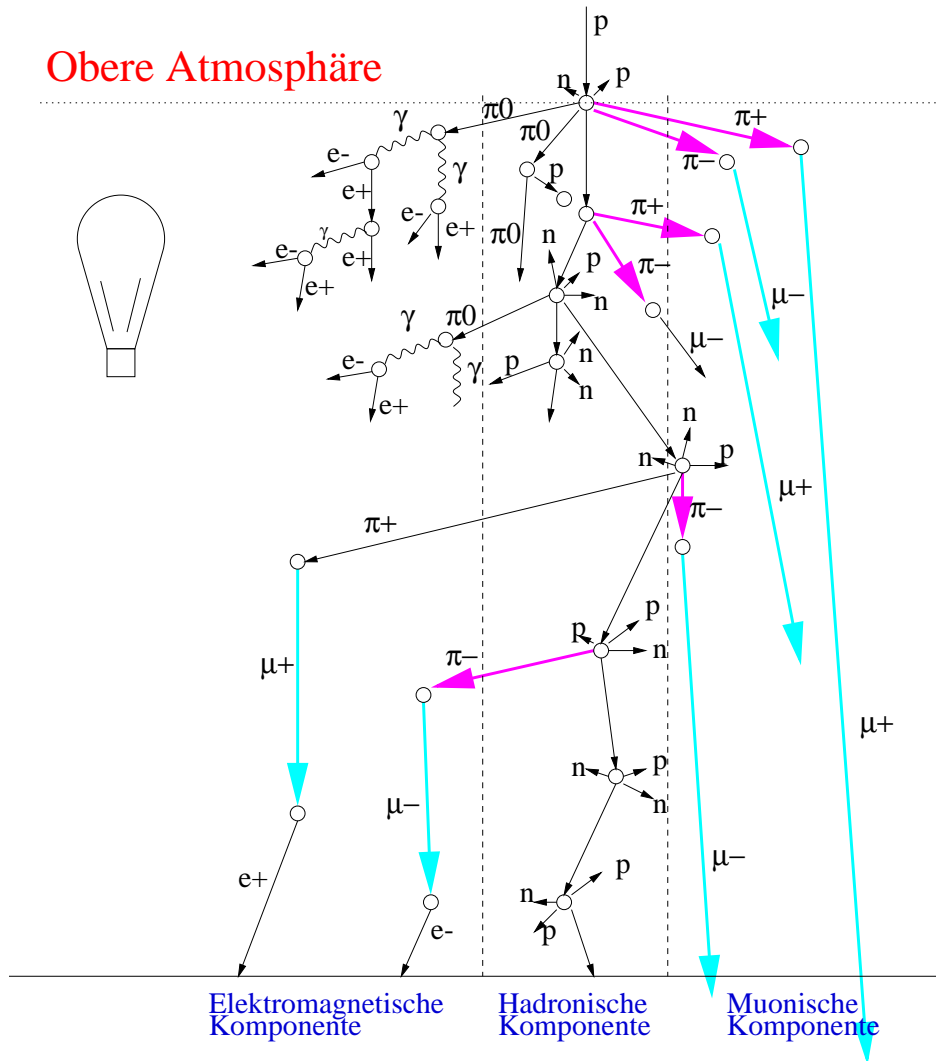


Abbildung 1.2: Schematische Entwicklung eines ausgedehnten Luftschauers

Das Erscheinungsbild eines Luftschauers ist sowohl von der Art des Primärteilchens als auch von dessen Energie abhängig (Abb. 1.2).

Hadronische Primärteilchen produzieren hauptsächlich Pionen und Kaonen ( $\pi^0, \pi^\pm, K^0, K^\pm$ ) als Sekundärteilchen.

Während neutrale Pionen schnell in zwei Photonen zerfallen und so die elektromagnetische Komponente des Luftschauers auslösen, können geladene Pionen und Kaonen aufgrund der größeren Lebensdauer sowohl mit Kernen der Atmosphäre wechselwirken als auch in Myonen und Neutrinos zerfallen.

Die beim Zerfall entstandenen Myonen bilden die muonische Komponente des Luftschauers. Sie ist sehr langlebig, so daß viele Myonen den Erdboden erreichen, bevor sie zerfallen können. Die geladenen  $\pi/K$ -Mesonen, die mit den Kernen der Atmosphäre wechselwirken, bilden die hadronische Komponente des Luftschauers aus, die weitere Pionen und Kaonen produziert und so die elektromagnetische und muonische Komponente nachspeist (Tab. 1.2).

Initiale Wechselwirkung	$p + N \rightarrow \pi^0, \dots, \pi^\pm, \dots, K^0, \dots, K^\pm, \dots$
Elektromagnetische Komponente	$\pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma$ $\gamma + N \rightarrow e^+ + e^- + N$ $e^\pm + N \rightarrow e^\pm + \gamma + N$
Hadronische Komponente	$\pi^\pm/K^\pm + N \rightarrow X$
Myonische Komponente	$\pi^\pm/K^\pm \rightarrow \mu^\pm + \nu_\mu(\bar{\nu}_\mu)$ $\mu^\pm \rightarrow e^\pm + \bar{\nu}_\mu(\nu_\mu) + \nu_e(\bar{\nu}_e)$
$K_L^0$ Zerfall über $K_{e3}^0$	$K_L^0 \rightarrow \pi^\pm + e^\mp + \bar{\nu}_e(\nu_e)$
$K_L^0$ Zerfall über $K_{\mu 3}^0$	$K_L^0 \rightarrow \pi^\pm + \mu^\mp + \bar{\nu}_\mu(\nu_\mu)$

Tabelle 1.2: Typische Teilchenwechselwirkungen in der Luftschauerentwicklung

Induziert ein Photon einen Luftschauer, bildet sich nur die elektromagnetische Komponente aus. Der Schauer wird also nicht aus der hadronischen Komponente nachgespeist und stirbt schneller aus. Die fehlende muonische Komponente ermöglicht u.a. eine Trennung von photon- und hadroninduzierten Luftschauern am Erdboden.

Aufgabe eines Luftschauer-Experimentes ist es, die Teilchenfront des Schauers auf Detektorniveau zu registrieren, um später daraus dessen Erscheinungsbild zu rekonstruieren und so Rückschlüsse auf Art, Energie und Bewegungsrichtung des induzierenden Primärteilchens zu ziehen.

Eine weitere Möglichkeit den Schauer meßtechnisch zu erfassen eröffnen das Cherenkovlicht, das von geladenen Teilchen im Schauer abgestrahlt wird, sowie die Fluoreszenzstrahlung angeregter Stickstoffatome [SOK89].

### 1.1.4 Das All-Teilchen Energiespektrum

Ballon-, Satelliten- und erdgebundene Luftschauer-Experimente konnten den Fluß der primären kosmischen Strahlung bis zu makroskopischen Teilchenenergien von etwa  $10^{21}$  eV vermessen.

Bei Energien kleiner  $10^{10}$  eV wird der Fluß der kosmischen Strahlung auf der Erde durch die Sonnenaktivität über das interplanetare Magnetfeld moduliert. Ebenso beeinflusst auch das geomagnetische Feld die Beobachtungen und sorgt für eine Abhängigkeit von der geografischen Breite.

Für Energien größer  $10^{10}$  eV fällt der differentielle Teilchenfluß stark mit der Energie ab. Das Spektrum ist nicht thermisch und kann durch ein Potenzgesetz  $\frac{dN}{dE} \propto E^{-\gamma}$  mit Spektralindex  $\gamma \approx 2.7$  beschrieben werden. Bei ca.  $3 \cdot 10^{15}$  eV, dem sogenannten 'Knie' der kosmischen Strahlung, nimmt der spektrale Index auf  $\gamma \approx 3$  zu [BUR90], um oberhalb des 'Knöchels' ( $\sim 5 \cdot 10^{18}$  eV) wieder zu sinken (Abb. 1.3). Die Ursache für diesen Verlauf des Energiespektrums ist bis heute nicht sicher erwiesen.

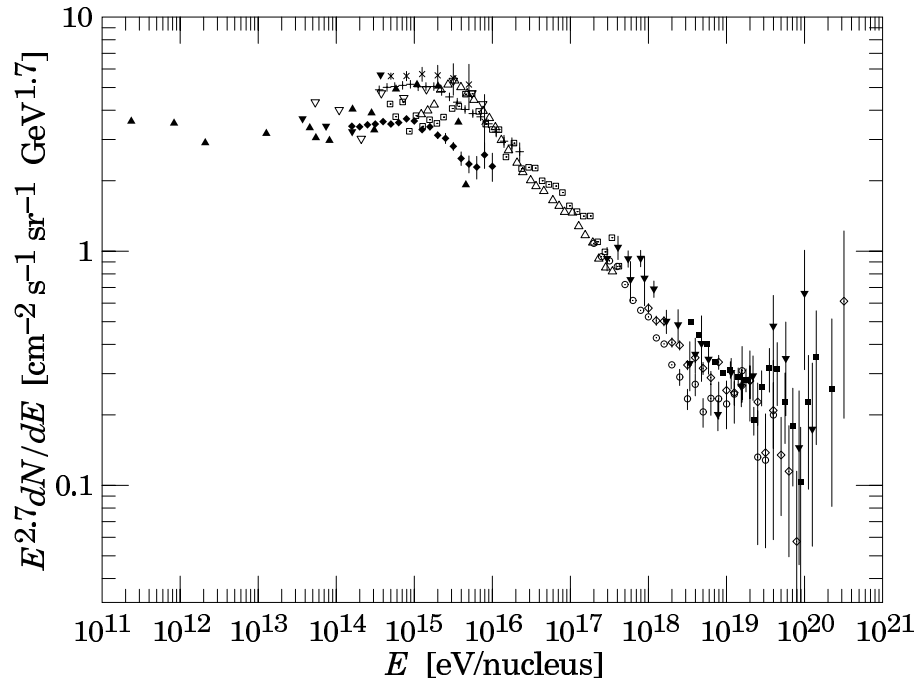


Abbildung 1.3: Das All-Teilchen Energiespektrum der primären kosmischen Strahlung: Der Teilchenfluß  $dN/dE$  gegen die Teilchenenergie  $E$  wurde mit  $E^{2.7}$  gewichtet, um den Wechsel im Spektralindex  $\gamma$  zu betonen [NAG84][GRI71][ASA91][DAN77][FOM91][AME95][ROE99].

Als Ursprungsort der primären kosmischen Strahlung unterhalb  $\sim 10^{15}$  eV werden meist galaktische Quellen angenommen. Erklärungsversuche für das Abknicken im Bereich des 'Knies' basieren auf der Änderung der Beschleunigungsmechanismen [FIC86], der chemischen Zusammensetzung [KAL85][SWO95] oder der Herkunft der Teilchen der kosmischen Strahlung, von z.B. galaktischen zu extragalaktischen Quellen [SZA94]. Weitere Aspekte, die den Verlauf des Spektrums beeinflussen könnten, sind eine Energieabhängigkeit des magnetischen Einschlusses der kosmischen Strahlung in der Galaxis [PTU93] oder eine Energieabhängigkeit der Beschleunigungsmechanismen in den Quellen [BIE93]. Es könnte sogar sein, daß die Erscheinung des 'Knies' nur ein Artefakt der Luftschauerentwicklung ist [NIK97].

### 1.1.5 Beschleunigungsmechanismen

Ein Beschleunigungsmechanismus, der das beobachtete Potenzgesetz erfolgreich reproduziert, wurde schon 1949 von E. Fermi eingeführt [FER49]: die Fermi-Beschleunigung 1. und 2. Ordnung, bei der geladene Teilchen durch wiederholte Reflexion an einer starken Schockwelle (1. Ord.) oder an turbulenten magnetischen Wolken (2. Ord.) beschleunigt werden. Der Begriff der Ordnung bezieht sich auf die Abhängigkeit des Energiegewinns von  $\frac{v}{c}$ , denn im relativistischen Grenzwert gewinnt ein Teilchen bei jeder Reflexion einen Energieanteil  $\zeta \propto \frac{2v}{c}$  (1. Ord.) oder  $\zeta \propto \frac{8}{3}(\frac{v}{c})^2$  (2. Ord.) hinzu. Dabei ist  $v$  die Geschwindigkeit der Schockfront und  $c$  die Lichtgeschwindigkeit.

Bei einem Energiegewinn  $\Delta E = \zeta \cdot E$  pro Reflexion und einer Anfangsenergie  $E_0$  ergibt sich nach  $n$  Reflexionen eine Energie von

$$E = E_0 \cdot (1 + \zeta)^n. \quad (1.1)$$

Während jedes Beschleunigungsaktes besteht für die Teilchen die Wahrscheinlichkeit  $P_{Flucht}$  aus dem Beschleunigungsbereich auszutreten, was letztlich den Anteil an Teilchen mit einer Energie größer als  $E$  zu

$$N(> E) \propto \sum_{m=n}^{\infty} (1 - P_{Flucht})^m = \frac{(1 - P_{Flucht})^n}{P_{Flucht}} = \frac{1}{P_{Flucht}} \cdot \left(\frac{E}{E_0}\right)^\gamma \propto E^\gamma \quad (1.2)$$

mit

$$\gamma = \frac{\ln\left(\frac{1}{1 - P_{Flucht}}\right)}{\ln(1 + \zeta)} \approx \frac{P_{Flucht}}{\zeta} \quad (1.3)$$

bestimmt [GAI90].

### 1.1.6 Quellen

Unter Annahme einfachster Modelle kann die maximale Energie, auf die Teilchen mit Ladung  $Ze$  durch Fermi-Beschleunigung erster Ordnung beschleunigt werden können, zu

$$E_{max} \approx \epsilon \cdot \beta c \cdot Ze \cdot B \cdot L \quad (1.4)$$

abgeschätzt werden, wobei  $L$  die charakteristische Ausdehnung des Beschleunigungsbereiches,  $B$  das Magnetfeld und  $\beta c$  die Geschwindigkeit der Schockwelle beschreiben [AUG95]. Skaliert wird die maximale Energie durch die Beschleunigungseffizienz  $\epsilon$ , die typisch ca. 10 % betragen sollte.

Abbildung 1.4 stellt einige potentielle Quellen der kosmischen Strahlung im  $B$ - $L$ -Diagramm dar. Im weiteren sollen hier nur Supernova-Reste und Pulsare, Aktive Galaktische Kerne und die sogenannten *Gamma Ray Bursts* als Beispiele für galaktische, extragalaktische und exotische Kandidaten vorgestellt werden.

#### Supernova-Reste (SNR)

Als mögliche Quellen der kosmischen Strahlung gelten Überreste von Supernova-Explosionen. Bei der Ausbreitung ihrer Materiehülle in das interstellare Medium oder den zuvor selbst abgestrahlten Sternenwind entstehen Schockwellen, die geladene Teilchen auf Energien bis zu  $10^{16}$  eV beschleunigen können. Zudem weisen diese Objekte nach Korrektur auf Spallationsprozesse dieselbe chemische Komposition wie die kosmische Strahlung auf.

Dennoch wurde die erwartete, dafür charakteristische TeV- $\gamma$ -Strahlung bisher nur bei wenigen Supernova-Resten nachgewiesen.

#### Pulsare

Neben der Beschleunigung an Schockwellen können in kompakten Objekten auch andere Mechanismen zur Produktion hochenergetischer Teilchen entscheidend sein.

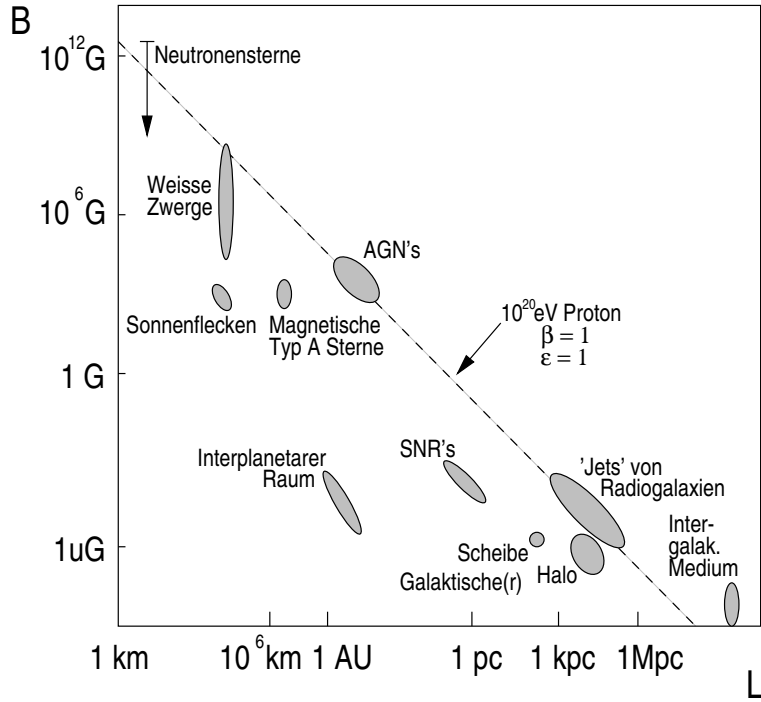


Abbildung 1.4: Magnetfeld  $B$  und charakteristische Ausdehnung  $L$  für einige potentielle Quellen der kosmischen Strahlung (nach [HIL84])

Pulsare sind sehr dichte, schnell rotierende Neutronensterne ( $\rho \approx 10^{13} \frac{\text{g}}{\text{cm}^3}$ ,  $T \geq 1 \text{ ms}$ ,  $L \approx 10 \text{ km}$ ) mit starken Magnetfeldern  $B$  von ca.  $10^{12} \text{ G}$ . Aufgrund der Rotation kommt es in den magnetischen Polbereichen zu Potentialabfällen, die Teilchen mit Ladung  $Ze$  auf Energien

$$E_{\max} \approx 3 \cdot 10^{17} \cdot Z \cdot \left(\frac{T}{1 \text{ ms}}\right)^{-2} \cdot \left(\frac{B}{10^{12} \text{ G}}\right) \cdot \left(\frac{L}{10^4 \text{ m}}\right)^3 \text{ eV} \quad (1.5)$$

beschleunigen können.

Allerdings bestehen diese extremen Bedingungen nur einige Jahre in der Phase des 'jungen Pulsars'. Später, wenn die Rotationsgeschwindigkeit und damit die Potentialdifferenz abfällt, dominieren  $e^+e^-$ -Paare den Teilchenfluß. Befindet sich der Pulsar inmitten eines sich ausdehnenden Nebels, der aus der abgestrahlten Materie des Vorgängersternes entstanden ist, so können diese Elektronen und Positronen die Emission starker, ungepulster Synchrotronstrahlung anregen [LEA00]. Man spricht von einem Plerion.

### Aktive Galaktische Kerne (AGN)

Die Kerne aktiver Galaxien gehören zu den energiereichsten bekannten Objekte im Universum. Hochauflösende Aufnahmen von Radioteleskopen lassen vermuten, daß sich in ihren Zentren Schwarze Löcher befinden, die die sie umgebende Materie aufsaugen (Akkretion) und dabei die Reste der Galaxien um ein Vielfaches überstrahlen. Senkrecht zu den Akkretionsscheiben entlang der Rotationsachse stehen zwei *Jets*. Stark vereinfacht gibt es zwei Klassen von AGN-Modellen:

In der ersten Variante werden Teilchen in Schocks im Zentrum beschleunigt [NEL93] [STE96]. Prominente Eigenschaft von Aktiven Galaktischen Kernen sind starke, thermische UV-Photonfelder von  $\sim 40 \text{ eV}$ , die eine besondere Rolle bei der Produktion hochenergetischer Neutrinos und diffuser Röntgenstrahlung haben dürften. Pionen entstehen nämlich nicht nur aus  $pN$ -Wechselwir-



kungen sondern auch durch Nukleonstreuung an den UV-Photonfeldern (Photo-Pion Prozesse):

$$p + \gamma_{UV} \rightarrow n + \pi^+ \quad (1.6)$$

$$n + \gamma_{UV} \rightarrow p + \pi^- \quad (1.7)$$

$$p + \gamma_{UV} \rightarrow p + \pi^0 \quad (1.8)$$

Während die hochenergetischen Neutrinos aus den dann folgenden Zerfällen geladener Pionen ohne Energieverluste von der AGN entkommen können, verlieren die hochenergetischen Photonen aus  $\pi^0$ -Zerfällen ihre ursprüngliche Energie in elektromagnetischen Kaskaden, bis der Zentralbereich des Aktiven Galaktischen Kerns für die so entstandene Röntgenstrahlung transparent wird.

In der zweiten Variante werden Teilchen in Schocks im *Jet* beschleunigt [MAN95] [MAN01]. 'TeV'-Photonen wurden bisher nur von Aktiven Galaktischen Kernen beobachtet, deren *Jets* in Beobachtungsrichtung liegen (Blazare). Dies läßt vermuten, daß im *Jet* Pionen in Photo-Pion Prozessen mit der Synchrotronstrahlung beschleunigter Elektronen entstehen. Im Gegensatz zum Zentralbereich ist der *Jet* auch für 'TeV-Photonen' transparent.

Hochenergetische Photonen können ebenfalls durch inverse Compton-Streuung niederenergetischer Photonen mit den Elektronen entstehen [GAI95].

In Aktiven Galaktischen Kernen könnte die kosmische Strahlung bis auf  $10^{20}$  eV beschleunigt werden.

### **Gamma Ray Bursts (GRB)**

*Gamma Ray Bursts* werden von Satelliten mit  $\gamma$ -Detektoren als kurze, intensive Ausbrüche von  $\gamma$ -Strahlung im keV-GeV-Energiebereich detektiert. Man stellt etwa einen Ausbruch pro Tag mit 10 ms bis 100 s Dauer fest. Interessanterweise scheinen diese völlig isotrop am Himmel verteilt zu sein.

Lange Zeit war dieses Phänomen vollends unverstanden, doch seit insbesondere das BATSE-Experiment [BAT] auf dem GRO-Satelliten [GRO] weit über 1000 dieser Ausbrüche registrieren konnte, glaubt man zumindest erste konsistente Modelle aus den Daten ableiten zu können.

Im kosmologischen 'Feuerball'-Modell wird davon ausgegangen, daß die registrierte Strahlung von Elektronen und Positronen stammt, die in relativistischen Schockwellen eines expandierenden  $e^+e^-$ -Plasmas beschleunigt werden. Damit einhergehen würde ein 'Nachglimmen' im optischen und im Radiobereich [PAC93] [KAT94] [MES97], das auch tatsächlich beobachtet wurde und Hinweise auf Galaxien bis zu  $15000 \text{ Mpc}^4$  entfernt lieferte [PAR97] [FRA97]. Dies erklärt auch die isotrope Verteilung, da Galaxien auf diesem Maßstab isotrop verteilt sind.

Interessanterweise ist der Energiefluß der höchstenergetischen kosmischen Strahlung vergleichbar mit der durch  $\gamma$ -Strahlung von *Gamma Ray Bursts* abgestrahlten mittleren Energie, so daß sogar über gemeinsame Quellen nachgedacht wird [WAX95].

### **1.1.7 Isotropie der geladenen Primärteilchen**

Um Quellen der kosmischen Strahlung zu lokalisieren, muß man sich bisher bei entsprechenden Messungen auf ungeladene Primärteilchen als Informationsträger stützen.

Geladene Teilchen werden an intergalaktischen und interstellaren Magnetfeldern gestreut und verlieren so jegliche Richtungsinformation. In einem weiten Energiebereich ist ihr Anteil an der kosmischen Strahlung isotrop.

Erst wenn die Energie eines geladenen Primärteilchens und damit der gyromagnetische Radius sehr groß ist, behält es seine Richtungsinformation teilweise bei. Obergrenzen für die dann erreichte Anisotropie liegen bei 10 % für  $3 \cdot 10^{18}$  eV und 30 % für  $10^{19}$  eV [TES93], was eine eingeschränkte Möglichkeit für *p*-Astronomie bei ultrahohen Energien eröffnet. Durchquert beispielsweise ein Proton mit einer Energie von  $10^{20}$  eV senkrecht die Galaktische Scheibe<sup>5</sup> wird es nur noch um ca.  $0.3^\circ$  von seiner ursprünglichen Bewegungsrichtung abgelenkt [AUG95].

<sup>4</sup>1 pc  $\approx 3.06 \cdot 10^{16}$  m

<sup>5</sup>Typisch dafür sind Distanzen von 0.5 kpc und magnetische Feldstärken von  $2 \mu\text{G}$ .

Allerdings ist der Teilchenfluß der primären kosmischen Strahlung bei diesen Energien extrem niedrig. Im Bereich der 'Ferse' sind deshalb nur Ereignisraten von  $\sim 1 \frac{\text{Ereignis}}{\text{km}^2 \text{a}}$  zu erwarten, weshalb es riesiger Detektorflächen bedarf, um diese Möglichkeit zur Lokalisierung von kosmischen Quellen zu nutzen.

Dennoch ist der Aufbau entsprechender Anlagen von großem Interesse. Angenommen, die geladenen Teilchen der kosmischen Strahlung mit Energien oberhalb des 'Knies' sind extragalaktischen Ursprungs [SZA94], dann sollte das Energiespektrum schon bei ca.  $0.5 \cdot 10^{19}$  eV abbrechen, da Protonen bei diesen Energien zunehmend durch Pion-Photoproduktion an der kosmischen Hintergrundstrahlung Energie verlieren (Abb. 1.6). Dieses Phänomen wird als Greisen-Zatsepin-Kuz'min-*Cut-off* (GZK-*Cut-off*) [GRE66] [ZAT66] bezeichnet. Demnach sollten die Teilchen der höchsten Energien also von relativ nahen Quellen stammen!

Ein Experiment, das in Zukunft die Untersuchung der geladenen kosmischen Strahlung bei allerhöchsten Energien zum Ziel hat, ist das auf  $3000 \text{ km}^2$  geplante Auger Luftschauder-Detektorfeld<sup>6</sup> [AUG95].

## 1.2 $\gamma$ -Astronomie

Die Frage nach dem Ursprung und den Beschleunigungsmechanismen der primären kosmischen Strahlung ist eng mit der Suche nach ihren Quellen verbunden.

Bis hin zu ultrahohen Teilchenenergien bieten sich jedoch nur hochenergetische Photonen oder Neutrinos (Kap. 1.3) als Informationsträger an, da sie im Gegensatz zu geladenen Teilchen auf ihrem Weg durch den Raum praktisch nicht abgelenkt werden.

Hochenergetische Photonen entstehen, wenn hochenergetische Protonen mit Materie wechselwirken und die dabei erzeugten neutralen Pionen zerfallen. Daneben können auch niederenergetische Photonen durch inverse Comptonstreuung an hochenergetischen Elektronen beschleunigt werden. Entsprechende Photonen stammen dabei aus der Synchrotronstrahlung von Elektronen, aus der Bremsstrahlung oder aus der Infrarotstrahlung der Quelle.

Bei Energien kleiner als 10 GeV wird die  $\gamma$ -Strahlung bzw. werden die davon induzierten Luftschaubern in der Erdatmosphäre absorbiert, weshalb man sich bei deren Nachweis auf direkte Satelliten-Experimente stützt. Dort können die einzelnen Photonen leicht identifiziert und vom hadronischen Untergrund separiert werden. Eines der erfolgreichsten Satelliten-Experimente ist der EGRET-Detektor [EGR] auf dem GRO-Satelliten, der in den Jahren 1991 bis 2000 eine vollständige Himmelsdurchmusterung im Energiebereich von 100 keV bis 20 GeV durchgeführt hat. EGRET hat in den Jahren 1991 bis 1996 über 270 Quellen hochenergetischer Photonen zwischen 100 MeV und 20 GeV nachgewiesen, worunter 5 Pulsare, 66 Blazare und 27 mögliche Blazare zu finden sind (Abb. 1.5) [HAR99].

Im Jahr 2005 soll das satellitengestützte Experiment GLAST [GLA] in den Orbit gebracht werden. Es wird sich u.a. durch eine größere sensitive Fläche und einen größeren Energiebereich bis  $\sim 100$  GeV auszeichnen.

Bei  $\gamma$ -Energien größer 100 GeV wählt man wiederum erdgebundene, indirekte Messmethoden. Im Energiebereich von 100 GeV bis ca. 10 TeV erreichen allerdings nur wenige Sekundärteilchen die Detektoren, weshalb deren Nachweis mit Teilchendetektoren, wie Szintillationszählern, nicht effizient möglich ist und man stattdessen mit Hilfe von Abbildenden Atmosphärischen Cherenkov-Teleskopen (ACT) das Cherenkovlicht des Luftschauers vermißt. Vorteil dieses Experimententyps ist, daß die effektive Nachweisfläche wesentlich größer als die geometrische Fläche des Instruments ist und in Abhängigkeit vom Zenithwinkel zwischen  $10 \text{ m}^2$  und  $0.1 \text{ km}^2$  liegt.

Abbildene Cherenkov-Teleskope bestehen aus einem meist segmentierten, fokussierenden und winkelabbildenden Spiegel, in dessen Brennebene sich eine ortsauflösende Kamera von Photovervielfachern befindet. Eine Identifikation von  $\gamma$ -Schauern bzw. die Unterdrückung von hadronischen Schauern wird aus der Winkelverteilung des Cherenkovlichts abgeleitet. Beim parallelen

<sup>6</sup>Im Westen Argentiniens sollen in einigen Jahren 1600 Wasser-Cherenkov-Zähler und 30 Fluoreszenzteleskope ihre Arbeit aufnehmen. Eine Erweiterung des Experimentes um ein zweites, äquivalentes Detektorfeld auf der Nordhalbkugel der Erde ist in der Diskussion.

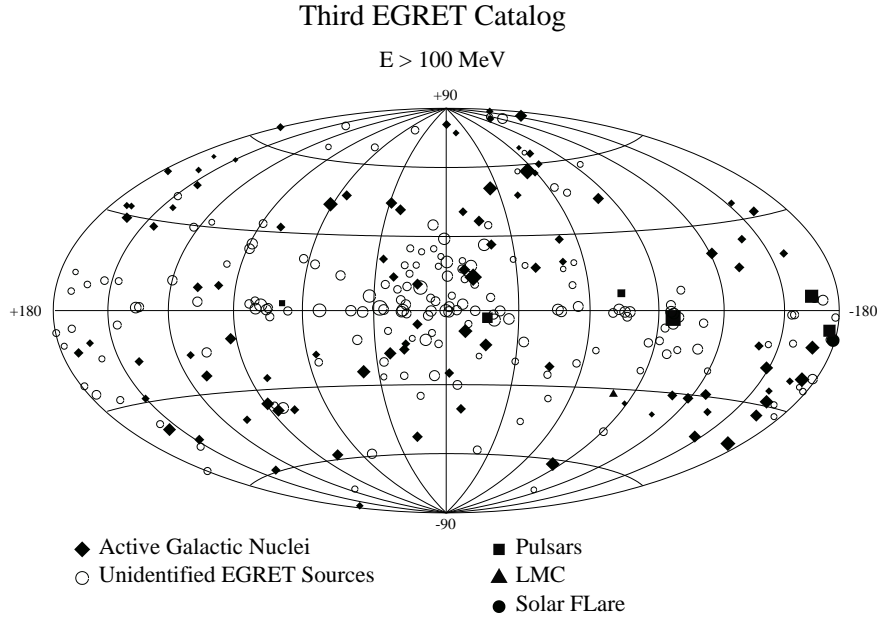


Abbildung 1.5: Der dritte EGRET-Katalog von Quellen hochenergetischer  $\gamma$ -Strahlung für Daten zwischen dem 22. 4. 1991 und 3. 10. 1995 [HAR99]

Einsatz mehrerer Teleskope sind sogar stereoskopische Beobachtungen möglich, wodurch man u.a. eine nahezu vollständige  $\gamma$ -Hadron-Separation erreicht. Zudem ist damit eine Rekonstruktion der Schauerrichtung auf  $\sim 0.1^\circ$  genau und der Primärenergie des Schauers auf  $\sim 25\%$  genau möglich.

Der Vorreiter der Abbildenden Cherenkov-Teleskope ist das 1969 auf dem Mt. Hopkins in Süd-Arizona errichtete WHIPPLE-Teleskop [CAW90], das im Jahre 1989 erstmals den Krebsnebel - heute die 'Standardkerze' der hochenergetischen  $\gamma$ -Astronomie - als Quelle ultra-hochenergetischer Photonen detektiert hat [WEE89].

Ein Vorreiter für die stereoskopischen Beobachtungen ist das HEGRA-Experiment auf der Kanarischen Insel La Palma [DAU97a] [DAU97b].

Abbildende Cherenkov-Teleskope haben bisher u.a. die Supernova Reste SN1006 [MUR99] und Cas-A [AHA01a], die Pulsare bzw. Plerien Krebsnebel [AHA00], PSR 1706-44 [KIF95] [CHA97] und Vela [YOS97] und die Blazare Mrk 501 [AHA99a] [AHA01b] und Mrk 421 [AHA99b] als Quellen ultra-hochenergetischer  $\gamma$ -Strahlung bis hin zu  $\sim 20$  TeV identifiziert.

Zukünftige Experimente wie H.E.S.S. [KOH99], MAGIC [MAR99] und VERITAS [BON00] werden erstmals die Lücke im beobachteten  $\gamma$ -Energiebereich zu den bisherigen Satelliten-Experimenten schließen oder eine Energieüberlappung mit den neuen haben. So wird die Energieschwelle des MAGIC-Teleskops in der zweiten Ausbauphase auf etwa 10 GeV gesenkt werden [COR].

Ab  $\gamma$ -Energien von einigen TeV beginnt die Domäne der Luftschauer-Detektorfelder. Sie sind bei der Suche nach Quellen ultra-hochenergetischer Photonen jedoch nicht so erfolgreich. Eines der stärksten Signal ist bisher mit  $5.3\sigma$  vom Krebsnebel durch TibetAS $\gamma$  oberhalb einer Schwelle von 3 TeV detektiert worden [SHI99].

### 1.2.1 Absorption von $\gamma$ -Strahlung

Trotz der bisherigen Erfolge ist die Astronomie mit hochenergetischen Photonen durch Absorption und Streuprozesse an Materie und Photonfeldern in ihrer Beobachtungstiefe limitiert.

Im Falle von extragalaktischen Objekten kommt dabei der Paarvernichtung von hochenergetischen und niederenergetischen  $\gamma$ -Quanten unter Bildung eines  $e^+e^-$ -Paares besonders große

Bedeutung zu. Die niederenergetischen Photonen stammen von der Infrarot-, der Mikrowellen- oder der Radio-Hintergrundstrahlung (Abb. 1.6).

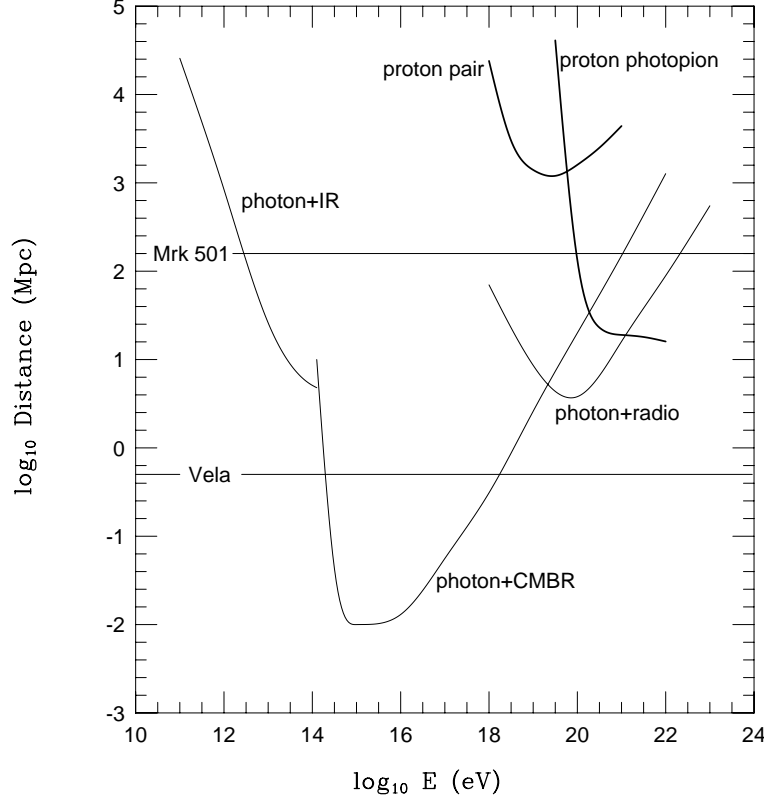


Abbildung 1.6: Abschwächungslänge hochenergetischer Photonen und Protonen aufgrund von Wechselwirkungen mit der Infrarot- (IR), Mikrowellen- (CMBR) oder Radio-Hintergrundstrahlung [PRO96]. Mit eingezeichnet sind die Abstände zu Vela und Mrk 501.

Bei einigen hundert TeV erreichen den terrestrischen Beobachter deshalb nicht einmal mehr Photonen von entfernten galaktischen Objekten, wie dem Vela Pulsar, und bei den nahen extragalaktischen Objekten, wie Mrk 501, liegt die  $\gamma$ -Energiegrenze schon bei  $\sim 10$  TeV. Letztlich wird der  $\gamma$ -Astronomie ab einigen hundert GeV der Blick in die frühe Zeit der maximalen Quasar-Aktivitäten versperrt sein [LEA00].

### 1.3 $\nu$ -Astronomie

Für die Astronomie mit ungeladenen, hochenergetischen Teilchen haben Neutrinos gegenüber Photonen den Vorteil, daß sie aufgrund ihrer nur schwachen Wechselwirkungen von keinen astrophysikalischen Objekten entscheidend absorbiert werden können. Allerdings stellt dieser Vorteil auch eine große Herausforderung beim Aufbau von  $\nu$ -Teleskopen dar, denn genauso wie die Absorption ist der Nachweis von Neutrinos nur schwer möglich. Es dauerte beispielsweise 26 Jahre bis das von W. Pauli<sup>7</sup> im Jahre 1930 postulierte Neutrino von C. L. Cowan und F. Reines erstmals nachgewiesen wurde [COW56].

Im allgemeinen versuchen große Unterwasser- und Eis-Detektoren hochenergetische Neutrinos anhand von Myonen, die aus geladenen Stromwechselwirkungen von Myon-Neutrinos mit dem Fels,

<sup>7</sup>Pauli bemerkte einst selbst, er habe etwas Schreckliches getan, ein nicht detektierbares Teilchen postuliert zu haben.

dem Wasser oder dem Eis unterhalb des Detektors stammen, nachzuweisen. Dabei kommt diesen Experimenten zugute, daß bei hohen Energien der Neutrino-Wirkungsquerschnitt, die Myonreichweite und die Winkelauflösung ansteigen. Demgegenüber fallen die vorhergesagten Neutrinoflüsse zu großen Energien hin ab, weshalb für die  $\nu$ -Astronomie Detektoren mit effektiven Flächen von  $\sim 10^6 \text{ m}^2$  notwendig sind.

Aus Kostengründen bedarf es deshalb eines Myon-Nachweisprinzipes, das auch große Abstände<sup>8</sup> zwischen den Myonspuren und den Detektorelementen zuläßt, so daß das große Detektorvolumen nur spärlich mit Sensoren bestückt sein kann.

### 1.3.1 Nachweis von Myonspuren

Unterwasser- und Eis-Detektoren bestehen aus Photovervielfachern, die einem Gitter ähnlich mit typischen Abständen von etwa 10 m im tiefen Ozeanen, Seen oder Gletschern verteilt sind.

Myonen entstehen aus Myon-Neutrinos gemäß der geladenen Stromreaktion:

$$\nu_\mu + N \xrightarrow{W} \mu + X. \quad (1.9)$$

Bewegen sich die Myonen durch das transparente Detektormaterial werden Cherenkovphotonen abgestrahlt, deren Lichtfront mit den Lichtsensoren vermessen wird. Diese Information ermöglicht dann später die Rekonstruktion der Myonspur (Abb. 1.7).

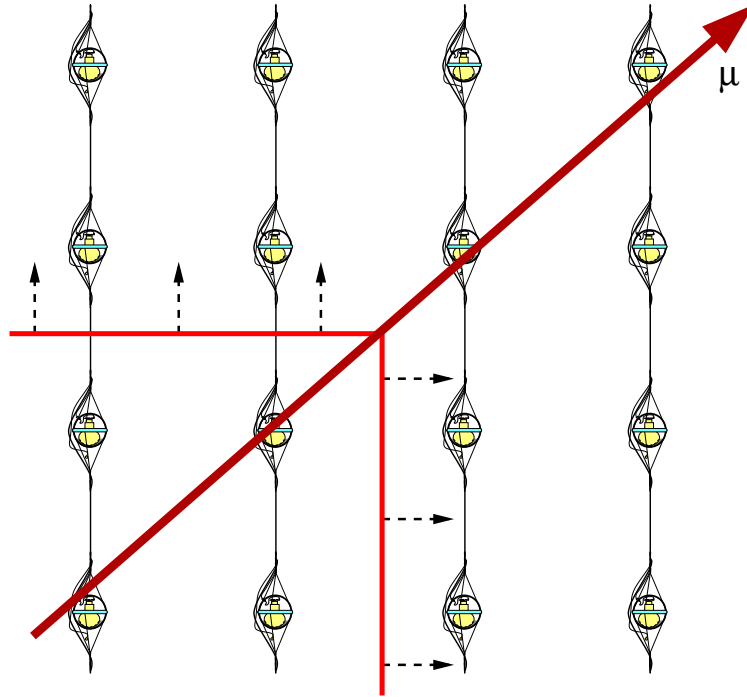


Abbildung 1.7: Eine Myonspur und deren Front von Cherenkovphotonen im Unterwasser-/Eis-Detektor

Der mittlere Winkel zwischen der Bewegungsrichtung von Neutrino und Myon entspricht etwa:

$$\langle \Theta_{\nu\mu} \rangle \approx \frac{1.5^\circ}{\sqrt{\frac{E_\nu}{\text{TeV}}}} \quad (1.10)$$

Demnach kann bei Neutrinoenergien oberhalb von  $\sim 2 \text{ TeV}$  eine Winkelauflösung besser als  $1^\circ$  erreicht werden [GAI90].

---

<sup>8</sup>  $\sim 10 \text{ m}$  bis  $\sim 100 \text{ m}$

Es sei angemerkt, daß nur ein Teil der  $\nu$ -Energie auf das induzierte Myon übergeht und daß die übrige Energie in einem hadronische Schauer freigesetzt wird (Abb. 1.8).

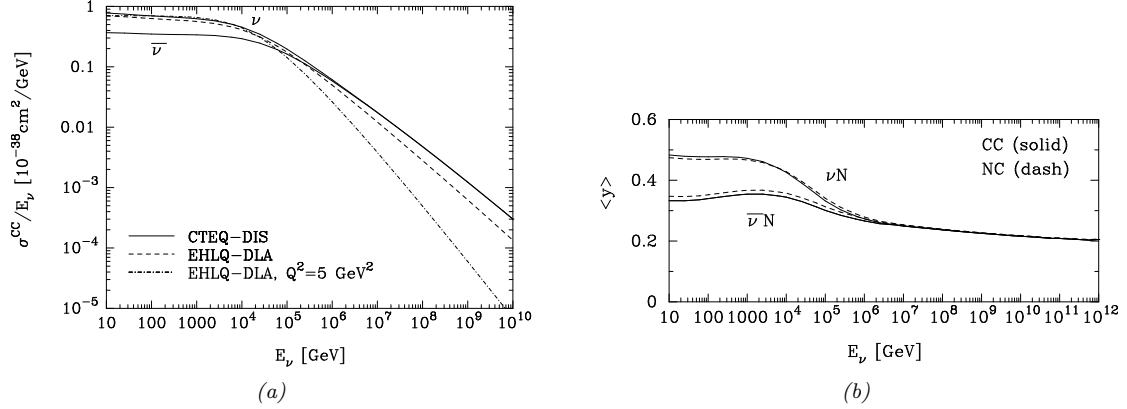


Abbildung 1.8: Wirkungsquerschnitt für geladene Stromwechselwirkungen von (Anti-)Neutrinos und Nukleonen (a) und der mittlerer Energieanteil  $\langle y \rangle$  des begleitenden hadronischen Schauers [GAN96]

## Energieverluste

Bewegt sich ein Teilchen mit elektrischer Ladung  $Ze$  mit Geschwindigkeit  $v = \beta c_{\text{vac}} \geq \frac{c_{\text{vac}}}{n}$  durch ein transparentes Medium mit Brechungsindex  $n$ , emittiert es kohärente Photonen unter einem Winkel  $\Theta_c$  mit:

$$\Theta_c = \arccos\left(\frac{1}{\beta n}\right) \quad (1.11)$$

Für Teilchen mit  $\beta = 1$  ergibt sich daraus in Wasser/Eis mit Brechungsindex  $n \approx 1.33$  ein Cherenkovwinkel von  $\Theta_c \approx 41^\circ$ , wodurch sich eine Lichtfront, einem Kegel ähnlich, mit einem Öffnungswinkel von  $49^\circ$  formt (Abb.1.9).

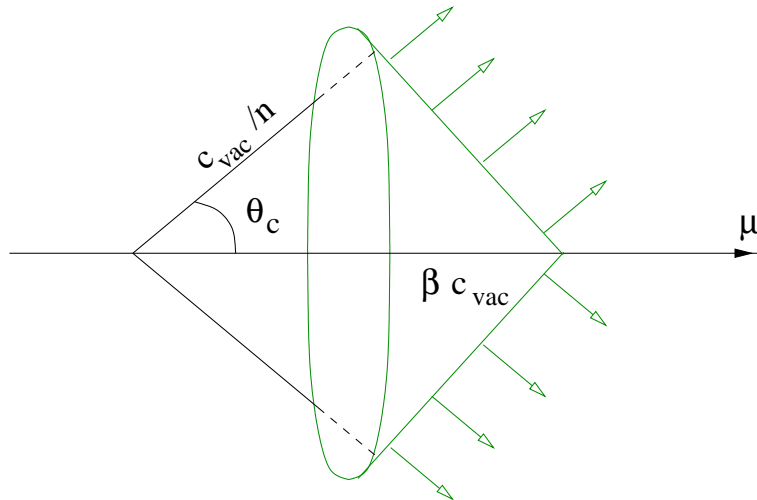


Abbildung 1.9: Schematische Darstellung des Cherenkoveffektes

Die Zahl der abgestrahlten Photonen pro Weglänge  $dx$  und Wellenlänge  $d\lambda$  bestimmt sich über

$$\frac{d^2 N}{dx d\lambda} = \frac{2\pi\alpha Z^2}{\lambda^2} \cdot \left(1 - \frac{1}{\beta^2 n^2}\right), \quad (1.12)$$

wobei  $\lambda$  die Wellenlänge der abgestrahlten Photonen und  $\alpha$  die elektrische Feinstrukturkonstante ist [GRO00].

Der Energieverlust des Myons aufgrund des Cherenkoeffektes ist mit  $\sim 0.02 \text{ MeV cm}^{-1}$  gegenüber den anderen kontinuierlichen (Ionisation) und diskreten (Bremsstrahlung, Paarerzeugung, photonukleare Reaktionen) Verlusten sehr klein. In guter Näherung kann für die Summe aller Energieverluste

$$-\frac{dE}{dx} = a(E) + b(E) \cdot E_\mu \quad (1.13)$$

angesetzt werden [PDG00].

Dabei beschreibt  $x$  die Weglänge in  $\text{g cm}^{-2}$ ,  $a \approx 2 \text{ MeV g}^{-1}\text{cm}^2$  den Ionisationsverlust und  $b = b_b + b_p + b_n \approx (1.7 + 1.3 + 0.4) \cdot 10^{-6} \text{ g}^{-1}\text{cm}^2$  die radiativen Verluste<sup>9</sup>.

Der Quotient  $E_{krit} = \frac{a}{b} \approx 600 \text{ GeV}$  wird als kritische Energie des Myons bezeichnet, ab der die diskreten Energieverluste die kontinuierlichen überwiegen.

Aus der Differentialgleichung 1.13 erhält man die mittlere Reichweite  $\langle R_\mu \rangle$  eines Myons mit Anfangsenergie  $E_{\mu,0}$

$$\langle R_\mu \rangle = \frac{1}{b} \ln\left(\frac{b}{a} E_{\mu,0} + 1\right), \quad (1.14)$$

d.h. die Myonreichweite steigt zunächst nahezu linear mit  $E_{\mu,0}$  an und ist ab der kritischen Energie  $E_{krit}$  proportional zu  $\ln(E_{\mu,0})$  (Abb. 1.10).

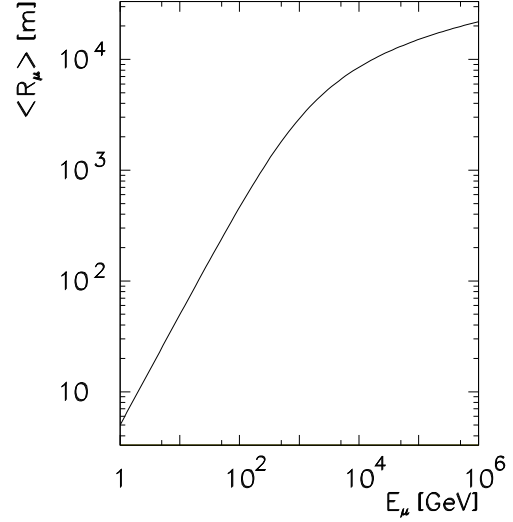


Abbildung 1.10: Mittlere Myonreichweite in Eis als Funktion der Myonenergie

## Effektives Volumen und effektive Fläche

Die Größe eines Neutrino-Teleskopes wird meist durch sein effektives Volumen oder seine effektive Fläche angegeben.

Das effektive Volumen ist durch

$$V_{eff}(E_\mu, \theta, \phi) = \frac{n_{trig}(E_\mu, \theta, \phi)}{n_{gen}(E_\mu, \theta, \phi)} \cdot V_0 \quad (1.15)$$

definiert und wird durch Monte Carlo Simulationen bestimmt.  $V_0$  ist dabei das Generationvolumen, in dem  $n_{gen}(E_\mu, \theta, \phi)$  Myonen mit Richtung  $(\theta, \phi)$  und Energie  $E_\mu$  erzeugt werden, und  $n_{trig}(E_\mu, \theta, \phi)$  die Zahl der im Detektor registrierten Ereignisse.

Wichtig ist, daß bei großen Energien das effektive Volumen aufgrund der großen Myonreichweiten und des offenen Detektorvolumens das geometrisch abgedeckte Volumen übersteigen kann, genauso wie es dieses gegebenenfalls bei kleinen Energien wegen der geringen Photovervielfacherdichte nicht erreichen wird.

<sup>9</sup> $b_b$  - Bremsstrahlung;  $b_p$  - Paarerzeugung;  $b_n$  - photonukleare Reaktionen

Die effektive Fläche bestimmt sich aus dem effektiven Volumen und der mittleren Myonreichweite  $\langle R_\mu \rangle$ :

$$A_{eff}(E_\mu, \theta, \phi) = \frac{V_{eff}(E_\mu, \theta, \phi)}{\langle R_\mu \rangle} \quad (1.16)$$

Die Ereignisrate von neutrino-induzierten Myonen kann man aus der Faltung der effektiven Fläche und dem differentiellen Fluß neutrino-induzierter Myonen  $\Phi_\mu(E_\mu, \theta)$  berechnen. Dazu bestimmt man  $\Phi_\mu(E_\mu, \theta)$  wiederum aus der Faltung des Neutrinoflusses  $\Phi_\nu(E_\nu, \theta)$  und der Wahrscheinlichkeit  $P_{\nu \rightarrow \mu}(E_\nu)$  dafür, daß Neutrinos in Myonen überführt werden. Nach [GAI95] ist für Neutrinos mit Energie  $E_\nu$  in TeV

$$P_{\nu \rightarrow \mu}(E_\nu) \approx \begin{cases} 1.3 \cdot 10^{-6} E_\nu^{2.2} & 1 \text{ GeV} < E_\nu < 1 \text{ TeV} \\ 1.3 \cdot 10^{-6} E_\nu^{0.8} & 1 \text{ TeV} < E_\nu < 1 \text{ PeV} \end{cases}, \quad (1.17)$$

d.h. nur eines von  $10^6$  Neutrinos mit einer typischen Energie von 1 TeV induziert ein Myon, das ggf. vom Detektor registriert werden kann.

### 1.3.2 Nachweis von elektromagnetischen und hadronischen Schauern

Verglichen mit den Detektorausmaßen und den typischen Sensorabständen können elektromagnetische und hadronische Schauer als punktförmige Lichtquellen in Unterwasser- und Eis-Detektoren angesehen werden (Abb. 1.11), denn selbst bei großen Energien des Primärelektrons bzw. -hadrons von 1 PeV liegt das Schauermaximum weniger als 6 m vom Vertex entfernt. Deshalb hängt die Energieschwelle schauerartiger Ereignisse empfindlich von den Abständen der Photovervielfacher und der Absorptionslänge im Detektormedium ab.

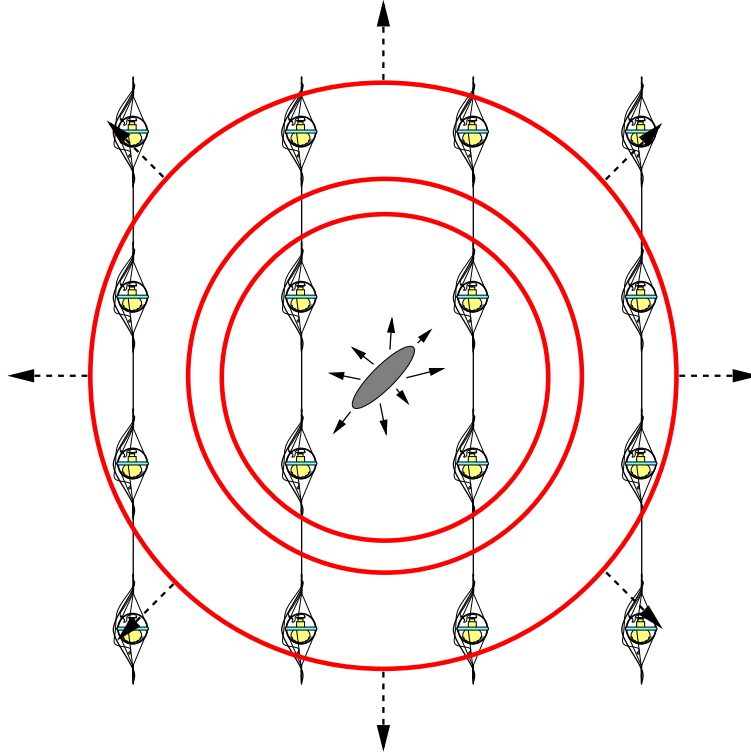


Abbildung 1.11: Sphärische Ausbreitung von Cherenkovphotonen eines Schauers



Quelle hadronischer Schauer sind beispielsweise neutrale Stromwechselwirkungen von Neutrinos mit Nukleonen:

$$\nu_{e/\mu/\tau} + N \xrightarrow{Z^0} \nu_{e/\mu/\tau} + X \quad (1.18)$$

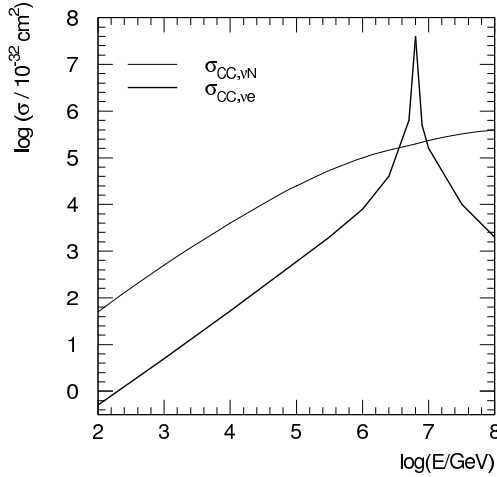


Abbildung 1.12: Wechselwirkungsquerschnitt für die 'Glashow-Resonanz' und  $\nu N$ -Wechselwirkungen [KOW00]

Demgegenüber kann ein Elektron-Neutrino durch die Teilchenreaktion

$$\nu_e + N \xrightarrow{W} e + X \quad (1.19)$$

seine gesamte Energie in Form von elektromagnetischen und hadronischen Schauern im Detektormedium deponieren.

Von besonderem Interesse sind Schauer aufgrund der 'Glashow-Resonanz' von  $\bar{\nu}_e$

$$\bar{\nu}_e + e \rightarrow W^-, \quad (1.20)$$

da diese in einem schmalen Energiebereich über die durch Neutrino-Nukleon-Wechselwirkungen induzierten Schauer dominieren (Abb. 1.12).

### 1.3.3 Nachweis kurzfristiger Ausbrüche niederenergetischer Neutrinos

Bei einer Supernova vom Typ II oder Ib werden 99 % der freigesetzten Energie in Form niederenergetischer Neutrinos emittiert. Dabei kann der Fluß der Neutrinos groß genug sein, um zahlreiche Elektron-/Positronspuren im Detektor zu produzieren, die von der Summe aller Photovervielfacher für die Dauer einiger Sekunden als Anstieg in der Zählrate registriert werden können (Abb. 1.13) [BUR92].

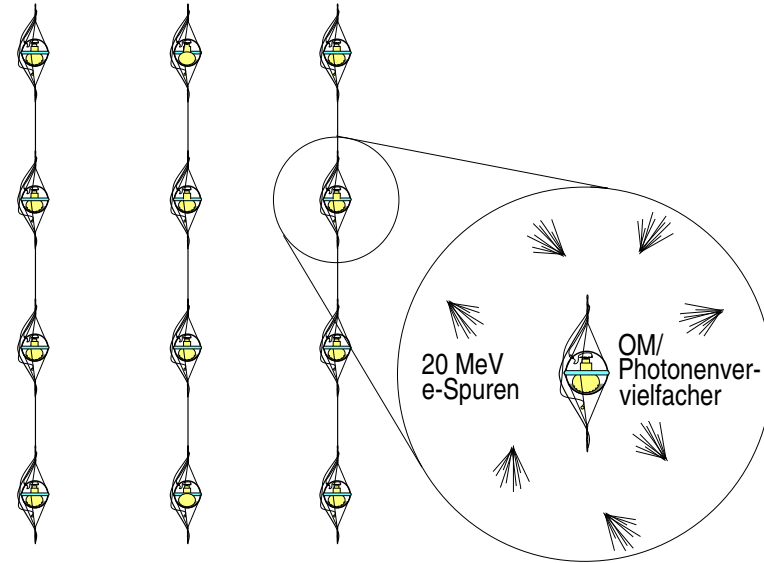


Abbildung 1.13: Unterwasser-/Eis-Detektor als Zählraten-Monitor für den Nachweis kurzfristiger Ausbrüche niederenergetischer Neutrinos

### 1.3.4 Quellen hochenergetischer Neutrinos

Hochenergetische Neutrinos entstehen, wenn Nukleonen der kosmischen Strahlung mit Materie an ihrer Quelle, auf dem Weg durch den Kosmos oder in der Erdatmosphäre gemäß den Wechselwirkungen in Tabelle 1.2 oder in Photo-Pion Prozessen (Glg. 1.6, 1.7, 1.8) reagieren.

Dabei maßgebend sind die entstehenden Pionen und Kaonen, die Neutrinos mit Teilchenverhältnissen

$$\frac{\nu_e(\bar{\nu}_e)}{\nu_\mu(\bar{\nu}_\mu)} \approx \frac{1}{2} \quad (1.21)$$

produzieren, sofern die Materiedichte so gering ist, daß man Wechselwirkungen im Vergleich zu Zerfällen vernachlässigen kann. Bei größeren Dichten, wie in der Erdatmosphäre, fällt das Verhältnis  $\frac{\nu_e}{\nu_\mu}$  [GAI90].

Während extraterrestrische Neutrinos das Originalspektrum der erzeugenden kosmischen Strahlung im allgemeinen beibehalten, haben atmosphärische Neutrinos ein Energiespektrum, bei dem Energien oberhalb der Energieschwelle für Wechselwirkungen der Teilchen im Luftschauer mit der Atmosphäre unterdrückt sind.

Eine weitere, mögliche Quelle hochenergetischer Neutrinos wären WIMPs<sup>10</sup>, insbesondere Neutralinos, die wegen ihrer hohen Masse in den Zentren von Sonne und Erde angereichert werden könnten und dort annihilieren würden [BER97].

### 1.3.5 Suche nach relativistischen magnetischen Monopolen

Obwohl nicht direkt mit dem Nachweis hochenergetischer Neutrinos verbunden, können Neutrino-Teleskope auch 'stark lichterzeugende Teilchen', wie magnetischen Monopole, registrieren. Entlang ihrer Spur werden bis zu  $10^6$  Photonen pro cm im Wellenlängenintervall von 300 nm bis 600 nm emittiert, falls sie schneller als  $\beta > \frac{1}{n} \approx 0.75$  sind [NIE00].

### 1.3.6 Untergrund

Neutrino-Teleskope sollten in großer Tiefe gebaut werden, um möglichst gut gegen Myonen aus Luftschauern abgeschirmt zu sein. So kommen an der Erdoberfläche  $10^{11}$  atmosphärische Myonen auf ein neutrino-induziertes Myon. Bei 1000 Meter Wasseräquivalent Tiefe sind es z.B. nur noch  $10^6$ .

Die eigentliche Trennung erfolgt jedoch über die Rekonstruktion der Myonspur, denn atmosphärische Myonen können physikalisch nur abwärtslaufende, neutrino-induzierte Myonen aber auch aufwärtslaufende Spuren haben. Allerdings kommt es wegen der optischen Streuung im Medium oder dem Auftreten ganzer Myonbündel mitunter zu fehlerhaften Spurrekonstruktionen, sogenannten *Fakes*.

Oberhalb einiger TeV ist das Energiespektrum atmosphärischer Neutrinos steiler ( $E_\nu^{-3.8}$ ) als es für extraterrestrische Neutrinos vorausgesagt ist ( $E_\nu^{-2}$ ), so daß dieser Untergrund mit der Energie abfallen sollte. Ansonsten sind atmosphärische und extraterrestrische Neutrinos nicht voneinander unterscheidbar (Abb. 1.14) (Abb. 1.15).

### 1.3.7 Im Aufbau befindliche Unterwasser-/Eis-Detektoren

Ausgangspunkt aller Unterwasser-Detektoren ist das DUMAND-Projekt [GRI90] [WIL94], das in 4.8 km Tiefe vor Hawaii realisiert werden sollte, aber nach ersten Messungen mit einigen Photovervielfachern eingestellt wurde.

Erstmals erfolgreich mit der Identifikation aufwärtslaufender Myonspuren war das BAIKAL-Teleskop im Baikalsee, das momentan aus 192 Lichtsensoren besteht [BAL99].

Im Mittelmeer befinden sich zwei  $\nu$ -Teleskope in der Aufbauphase: das ANTARES-Experiment vor Toulon und das NESTOR-Experiment vor Pylos [SPI00].

<sup>10</sup>WIMP - *Weakly Interacting Massive Particle*



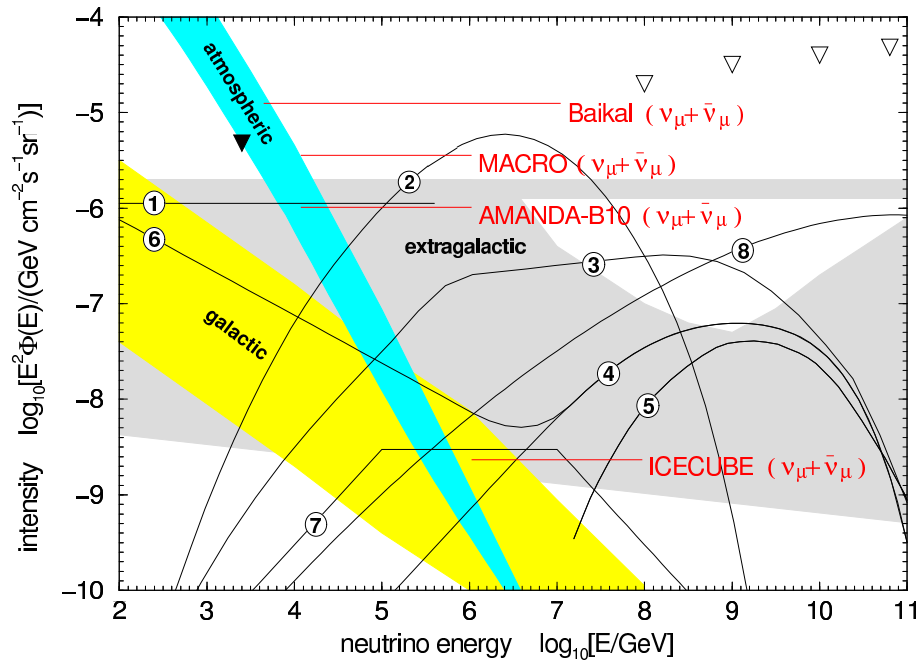


Abbildung 1.15: Vorhersagen über und Grenzen auf den diffusen Fluß von Muon-Neutrinos [LEA00]:

- Emissionsmodelle:

Linien 1 - 4, 6: AGN-Modelle [NEL93] [STE96] [MAN01] [MAN95]

Linie 5: Neutrinos aus Wechselwirkungen von ultra-hochenergetischen Protonen mit der Mikrowellen-Hintergrundstrahlung [PRO96]

Linie 7: GRB-Modelle [WAX99]

Linie 8: Neutrinos von topologischen Defekten [BHA00])

- Theoretische, diffuse Flüsse von atmosphärischen, galaktischen und extragalaktischen Muon-Neutrinos: schraffierte Bereiche

- Experimentelle Grenzen: AMANDA [LEU01a], BAIKAL [BAL00] [DZH01], Frejus (▼) [RHO96b], Flyes Eye (▽) [BAL85], ICECUBE [WIS01] und MACRO [PER01]



## Kapitel 2

# Der AMANDA-Detektor

Standort des AMANDA-Detektors ist die amerikanische Amundsen-Scott Station auf dem nahezu 3 km dicken Gletscher über dem geographischen Südpol (Abb. 2.1). Als einziges Neutrino-teleskop nutzt AMANDA Eis als Cherenkovmedium.

Im Eis gibt es im Gegensatz zu Wasser keine Biolumineszenz und keine nennenswerte radioaktiven Verunreinigungen durch  $^{40}\text{K}$ , so daß die Raten der Lichtsensordesignale im Detektor sehr niedrig sind und nur durch die Optischen Module (OM) selbst, d.h. durch die Photovervielfacher und ihre Gefäße, bestimmt werden. Dies ermöglicht insbesondere die Detektion von Supernovae über eine einfache Zählratenerfassung. Zudem erreicht die Absorptionslänge im Eis bei Tiefen von etwa 1.5 km Werte, die fast doppelt so groß wie die in Ozeanen sind.

Neben AMANDA befinden sich auch noch weitere astrophysikalischen Experimente auf dem Stationsgelände, wovon man nicht nur in Hinsicht der nutzbaren Infrastruktur<sup>1</sup>, sondern auch in Form wissenschaftlicher Zusammenarbeit profitiert<sup>2</sup>.

Verglichen mit den Experimenten in Ozeanen gilt die Detektorinstallation als relativ einfache, gut getestete Routinearbeit. Doch leider stehen jeden polaren Sommer nur 3 Monate für eine begrenzte Anzahl an Wissenschaftlern, Ingenieuren und Technikern dazu zur Verfügung. Deshalb wurden einige Jahre benötigt, um die jetzige Ausbaustufe - AMANDA-II - zu erreichen. Während der übrigen Monate ist der Südpol nicht zugänglich und das Experiment wird nur von zwei 'Überwinterern' betreut. Größter Nachteil des Detektorstandortes aus technologischer Sicht ist, daß einmal ins Eis eingelassene Optische Module nie wieder geborgen und gegebenenfalls repariert werden können.

Der AMANDA-Detektor ist sehr einfach aufgebaut: Er besteht aus 19 *Strings* - vertikalen Kabelsträngen -, an denen zwischen 20 und 43 Optische Module hängen. Es gibt keine hierarchischen Strukturen und jeder Lichtsensor wird über ein separates Kabel vom Datennahmesystem im Laborgebäude<sup>3</sup> direkt über dem Detektor ausgelesen, was die Ausfallwahrscheinlichkeit größerer Teile des Detektors aufgrund des Versagens einer einzelnen Komponente minimiert.

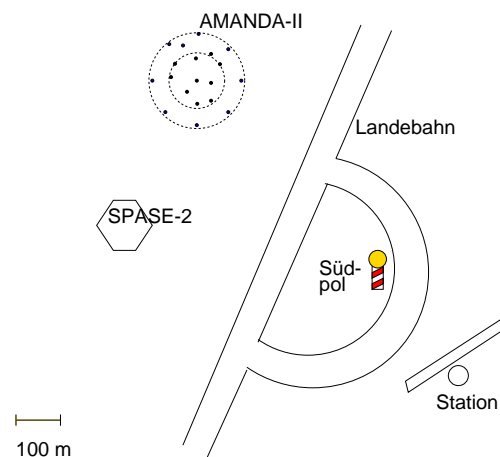


Abbildung 2.1: Lage des AMANDA-Detektors, der Amundsen-Scott Station und des SPASE-2 Luftschauer-Detektorfeldes.

<sup>1</sup>Werkstätten, schweres technisches Gerät, Stromversorgung, Satellitenkommunikation, regelmäßige Flüge, Transportlogistik etc.

<sup>2</sup>Dies gilt im besonderen Maße für das SPASE-2 Luftschauer-Detektorfeld, das unter anderem auch in Koinzidenz mit AMANDA betrieben wird, wodurch sich eine wertvolle Kalibrationsquelle ergibt.

<sup>3</sup>MAPO - *Martin Pomerantz Observatory*

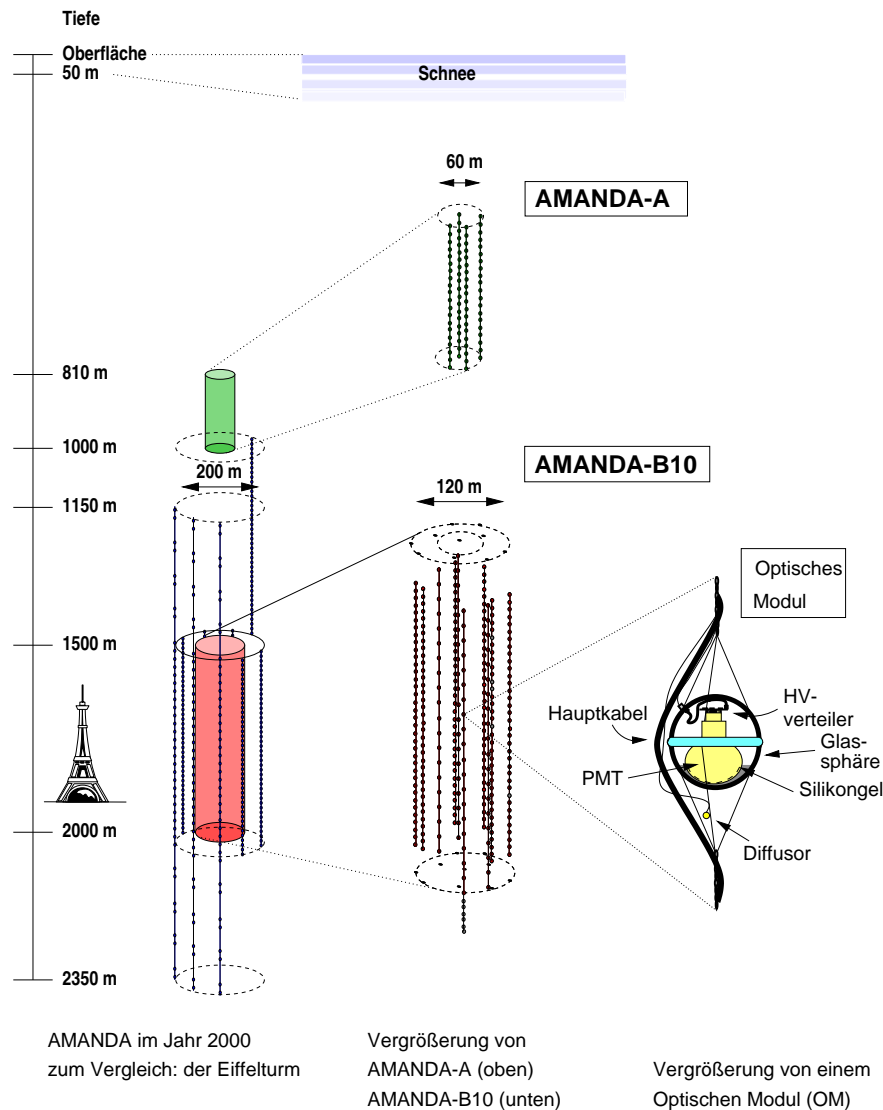


Abbildung 2.2: Aufbau des AMANDA-Detektors

Abbildung 2.2 zeigt den Detektor im schematischen Überblick:

- AMANDA-A wurde 1993/94 zwischen 800 m und 1000 m Eistiefe installiert. Damals zeigte sich, daß das Cherenkovlicht in diesen Tiefen aufgrund vieler Luftbläschen stark gestreut und so die Rekonstruktion von Myonspuren unmöglich wird.
- AMANDA-B4 wurde deshalb 1995/96 in einer Tiefe von 1520 m bis 2000 m angelegt und 1996/97 durch sechs weitere *Strings* zu AMANDA-B10 ergänzt.
- 1997/98 erschlossen sich dann mit AMANDA-B13 Tiefen von 1150 m bis 2350 m. Diese drei besonders langen Detektorstränge wurden auf einem äußeren Kreis um AMANDA-B10 angeordnet, der 1999/2000 wiederum durch sechs *Strings* geschlossen wurde - AMANDA-B19 bzw. AMANDA-II.

JAHR	DETEKTOR	<i>String</i> -ANZAHL	TYP. OM-ABSTAND [m]	TYP. OM-ZAHL PRO <i>String</i>
93/94	AMANDA-A	4	10	20
95/96	AMANDA-B4	4	20	20
96/97	AMANDA-B10	+6	10	36
97/98	AMANDA-B13	+3	20	42
99/00	AMANDA-II	+6	15	42

Tabelle 2.1: Die Ausbaustufen des AMANDA-Detektors

## 2.1 Optische Eiseigenschaften

Wichtige Eigenschaft von Unterwasser- und Eis-Detektoren ist die optische Qualität ihres Detektormediums. Diese steigt für Eis-Detektoren im allgemeinen mit der Tiefe an, da das Eis aus Schnee entsteht, der erst nach weiteren Schneefällen in tiefen Schichten zu klarem Eis gepreßt wird. Am Südpol hat sich so nach rund 10000 Jahren in 2000 m Tiefe eines der klarsten, natürlichen optischen Medien auf der Erde gebildet.

Um Information über die optischen Eiseigenschaften zu erhalten, wurden die effektive Streulänge  $\lambda_{streu,eff}$  und die Absorptionslänge  $\lambda_{abs}$  mit Hilfe von verschiedenen Lichtquellen vermessen (Tab. 2.2) [WOS99], die mit den Optischen Modulen ins Eis herabgelassen worden waren.

QUELLE	WELLENLÄNGE [nm]	ZEITAUFLÖSUNG [ns]	PHOTONEN
Stickstoff-Laser	337	1	$10^{10} \frac{1}{\text{Puls}}$
SHG-Laser	530	7	$10^8 \frac{1}{\text{Puls}}$
YAG-Laser	475 ... 610	15	$10^8 \frac{1}{\text{Puls}}$
Leuchtdioden	390, 450		$10^6 \frac{1}{\text{Puls}}$
DC Halogen-Lampen	313, 350, 340, 365, 380, 390, Breitband		$10^{14} \dots 10^{18} \frac{1}{\text{s}}$

Tabelle 2.2: Kalibrations-Lichtquellen im AMANDA-Detektor

Die Streulänge  $\lambda_{streu}$  quantifiziert die mittlere freie Weglänge zwischen Photon-Streuprozessen. Diese werden von einer Winkelverteilung  $f(\cos \theta_{streu})$  beschrieben, mit der man den mittleren Kosinus des Streuwinkel  $\theta_{streu}$  berechnet:

$$\langle \cos \theta_{streu} \rangle = \int_1^{-1} f(\cos \theta_{streu}) \cos \theta_{streu} d \cos \theta_{streu} \quad (2.1)$$

Für die Streuung an Luftblasen ergibt sich  $\langle \cos \theta_{streu} \rangle = 0.75$  und für die Streuung an kugelförmigen Staubpartikeln  $\langle \cos \theta_{streu} \rangle = 0.85$  [AMA96]. Um verschiedene Medien und damit verschieden Winkelverteilungen  $f(\cos \theta_{streu})$  vergleichen zu können, definiert man die effektive Streulänge  $\lambda_{streu,eff}$  gemäß:

$$\lambda_{streu,eff} = \frac{\lambda_{streu}}{1 - \langle \cos \theta_{streu} \rangle}. \quad (2.2)$$

Im AMANDA-Detektor zeigt die effektive Streulänge  $\lambda_{streu,eff}$  in Abhängigkeit von der Tiefe starke Variationen (Abb. 2.3), was durch verschieden dichte Staubschichten erklärt werden kann.

Demgegenüber weist die Absorptionslänge  $\lambda_{abs}$ , d.h. die Wegstrecke nach der die Anzahl der an einem Punkt gemeinsam injektierten Photonen um  $\frac{1}{e}$  abgenommen hat, keine ausgeprägte Tiefenabhängigkeit auf (Abb. 2.4).

Während die effektive Streulänge  $\lambda_{streu,eff}$  nur für Licht der Wellenlänge  $\lambda = 532$  nm gemessen wurde und deshalb für andere Wellenlängen  $\lambda$  extrapoliert werden muß, wurde die Absorptionslänge  $\lambda_{abs}$  von  $\sim 337$  nm bis  $\sim 515$  nm experimentell ermittelt (Abb. 2.4).



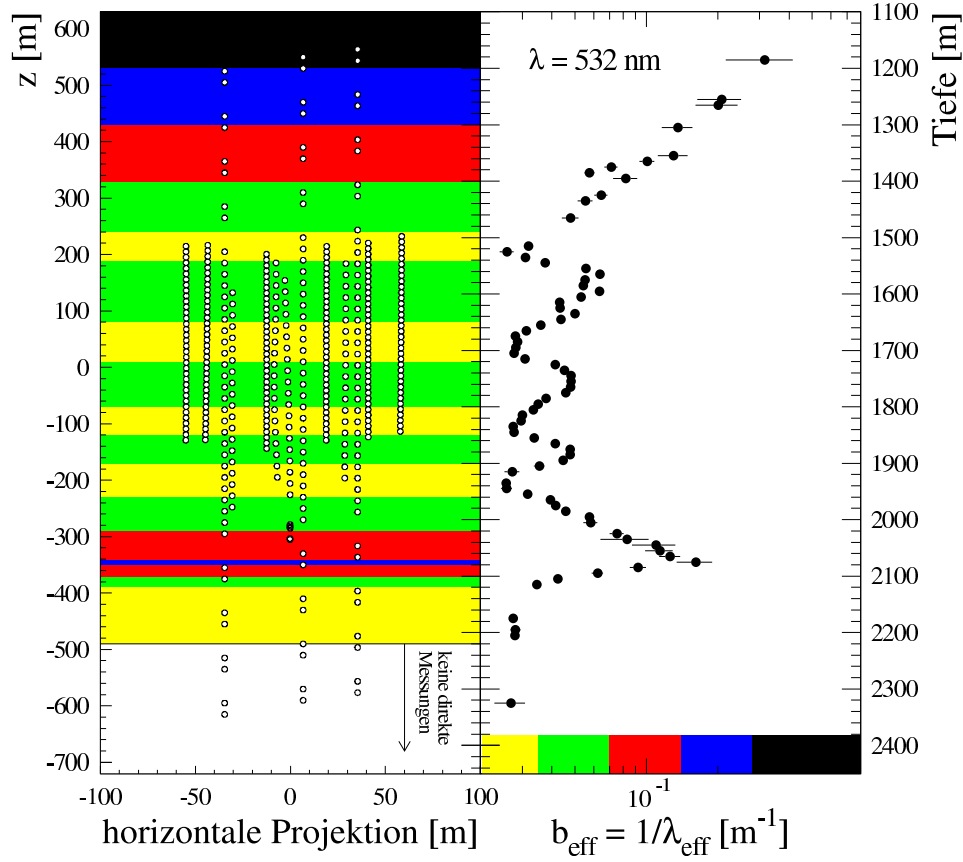


Abbildung 2.3: Tiefenabhängigkeit der reziproken effektive Streulänge  $b_{\text{streu,eff}} = \frac{1}{\lambda_{\text{streu,eff}}}$  (rechts) und deren Projektion auf die Detektorseitenansicht (links). Die Bereiche unterschiedlicher effektiver Streulängen  $\lambda_{\text{streu,eff}}$  sind durch die Farbschattierungen aus der rechten Abbildung gekennzeichnet [WOS].

Es zeigt sich, daß die Absorptionslänge  $\lambda_{\text{abs}}$  mit ca. 95 m verglichen mit typischen Werten der Experimente im Ozean ( $\lambda_{\text{abs}} \approx 40 \text{ m}$  bis  $55 \text{ m}$ ) recht hoch ist. Allerdings ist die effektive Streulänge  $\lambda_{\text{streu,eff}}$  wiederum in den Ozeanen mit  $\sim 150 \text{ m}$  bis  $300 \text{ m}$  um ein Vielfaches höher als im polaren Eis ( $\lambda_{\text{streu,eff}} = 24 \text{ m}$ ). Die starke Streuung erschwert bei AMANDA die Ereignisrekonstruktion, denn kleine Streulängen verschlechtern die aufgenommenen Zeitinformationen.

Oft vergleicht man auch eine Kombination der beiden Parameter, nämlich die Dämpfungslänge

$$\lambda_{\text{daemp}} = \sqrt{\frac{\lambda_{\text{abs}} \lambda_{\text{streu,eff}}}{3}} \quad (2.3)$$

und stellt fest, daß Unterwasser-Detektoren nur noch wenig im Vorteil sind (Tab. 2.3). Am Ende gälte es auch, das Cherenkovspektrum und die maximale Quanteneffizienz der Photovervielfacher bei  $\sim 400 \text{ nm}$  einzubeziehen. Cherenkovlicht hat starke Anteile im Ultravioletten und Tiefblauen, für die im Eis die effektive Streulänge  $\lambda_{\text{streu,eff}}$  und die Absorptionslänge  $\lambda_{\text{abs}}$  nahezu maximal sind, wohingegen in den Ozeanen die Absorptionslänge  $\lambda_{\text{abs}}$  dort recht klein ist und erst bei  $\sim 460 \text{ nm}$  maximal wird.

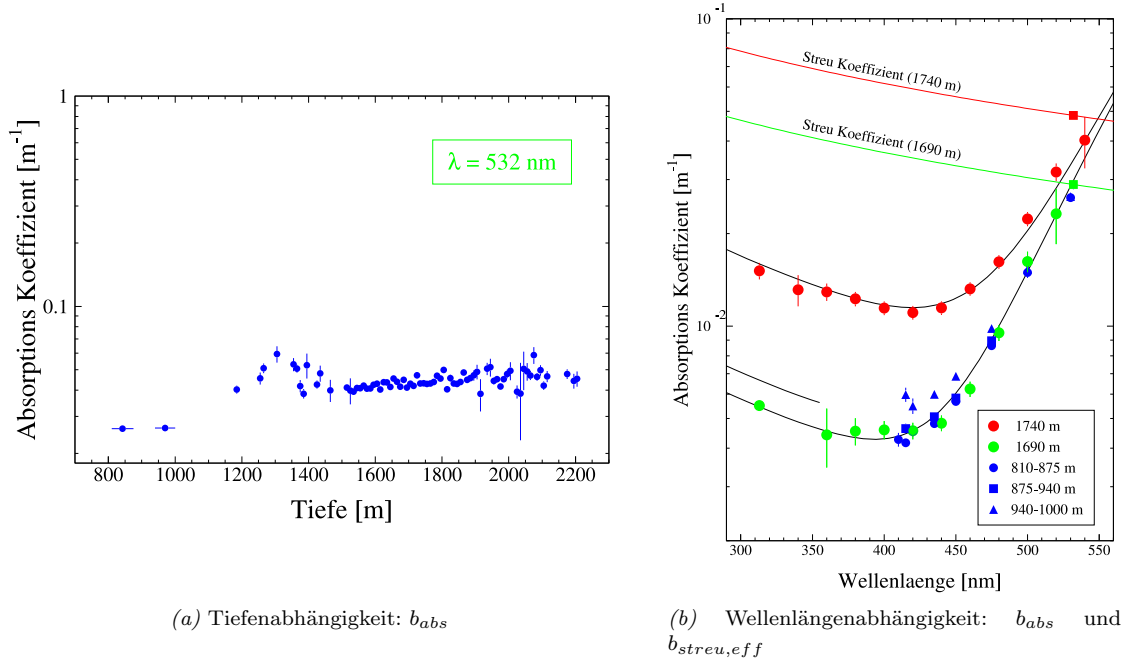


Abbildung 2.4: Tiefen- und Wellenlängenabhängigkeit der reziproken Absorptionslänge  $b_{abs} = \frac{1}{\lambda_{abs}}$  [WOS]

	AMANDA	BAIKAL	OZEAN
Absorptionslänge $\lambda_{abs}$	$95 \pm 5$ m	$21 \pm 1$ m	40 m ... 55 m
effektive Streulänge $\lambda_{streu,eff}$	$24 \pm 2$ m	150 m ... 300 m	150 m ... 300 m
Dämpfungslänge $\lambda_{daemp}$	$\approx 30$ m	$\approx 30$ m	$\approx 50$ m

Tabelle 2.3: Typische optische Eigenschaften des Detektormediums im AMANDA-Detektor (für UV-Licht) und im BAIKAL-Detektor sowie in den Ozean-Detektoren (für blaues Licht) [BIR97]

## 2.2 Detektorinstallation

Jeder Kabelstrang mit seinen Optischen Modulen wird in ein Loch herabgelassen, das zuvor in eine Tiefe von 2000 m und mit einem Durchmesser von 60 cm in ca. 3 Tagen von PICO<sup>4</sup> ins Eis geschmolzen wird. Das Verfahren funktioniert folgendermaßen:

80 °C heißes Wasser wird über Schläuche zu einem Bohrkopf geleitet und strömt dort mit  $\geq 150 \frac{1}{\text{min}}$  aus. Dabei wird lediglich für die ersten 50 m Firn-Eis frisches Wasser benötigt, denn im weiteren wird das gerade geschmolzene Wasser oberhalb des Bohrkopfes abgepumpt, an der Oberfläche aufgeheizt und dann wieder für den Schmelzprozeß benutzt, so daß stets eine Wassersäule im Loch verbleibt. Der Bohrkopf wird dabei nur durch sein Eigengewicht herabgezogen. Er ist mit Inklinometern, Wasserdurchfluß- und Abstandsmessern ausgestattet, um den Bohrvorgang überwachen und das Lochprofil rekonstruieren zu können.

Ist die geplante Lochtiefe erreicht, werden Bohrer und Schläuche entfernt, die Optischen Module nach und nach am elektrischen Kabel befestigt, am Kabelstrang<sup>5</sup> angeschlossen und ins 'Bohrloch' versenkt (Abb. 2.5).

Diese Installation sollte nicht länger als 25 Stunden andauern, denn dann beginnt das Wasser

<sup>4</sup>PICO - Polar Ice Coring Office

<sup>5</sup>Der Kabelstrang besteht im allgemeinen aus einem kevlarverstärkten elektrischen und mehreren optischen Kabeln. Die Glasfaserkabel werden nur locker am Kupferkabel fixiert - sie tragen keine nennenswerte Last.

zurückzufrieren und es besteht die Gefahr, daß Optische Module steckenbleiben.

Im allgemeinen werden die Optischen Module erst nach einigen Tagen in Betrieb genommen, sobald die gesamte Wassersäule wieder erstarrt ist. Das Temperaturgleichgewicht wird sogar erst Monate nach dem Schmelzen wieder erreicht. Typisch sind  $-55\text{ }^{\circ}\text{C}$  an der Oberfläche und  $-30\text{ }^{\circ}\text{C}$  im Bereich des Detektors.

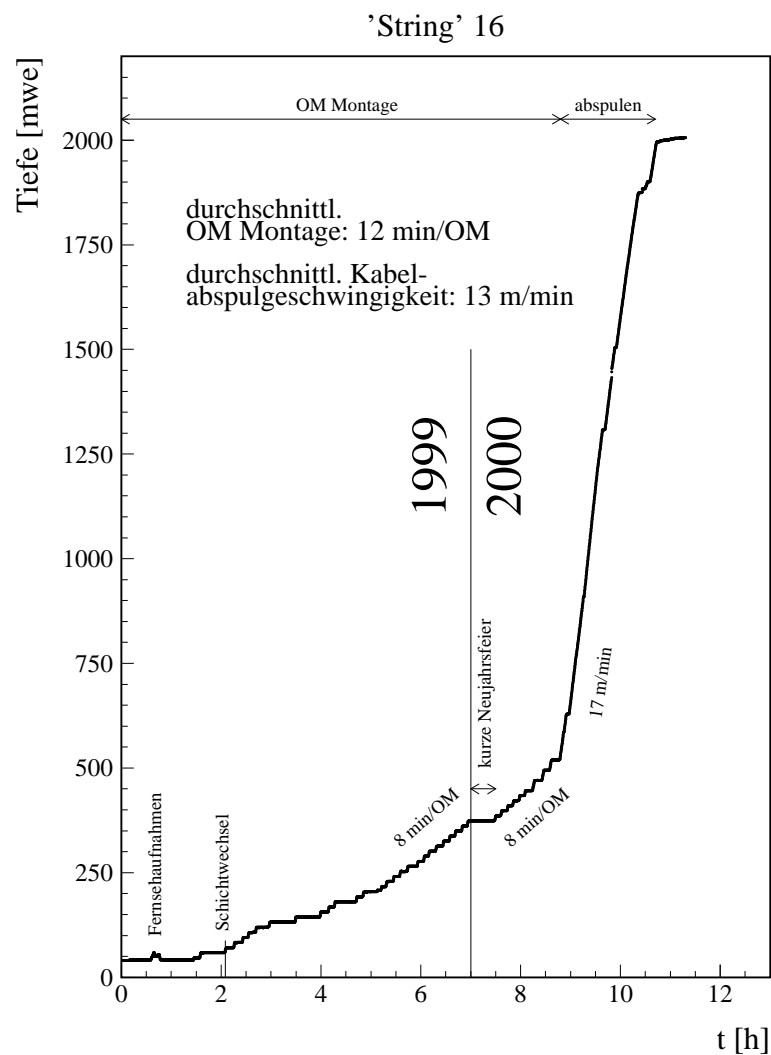


Abbildung 2.5: Jeder Kabelstrang ist mit Drucksensoren ausgestattet, so daß der Wasserdruck während der Detektorinstallation aufgezeichnet werden kann, was einerseits einen guten Schätzwert für die aktuell erreichte Tiefe im Loch liefert und andererseits den Zeitverlauf der Installation illustriert.

## 2.3 Optische Module

Jedes Optische Modul besteht aus einem Photovervielfacher (PMT<sup>6</sup>) und seiner Basis, die durch transparentes Silikon-Gel mechanisch in einer druckfesten, auf 0.6 bar evakuierten Glassphäre fixiert sind.

Elektrisch sind die Module der ersten vier Detektorstränge<sup>7</sup> durch ein ca. 2 km langes Koaxialkabel - Belden RG59YR - mit der Oberfläche verbunden, so daß die Photovervielfacher von dort mit der notwendigen positiven Hochspannung versorgt werden und sich auf selben Wege ihre analogen Ausgangssignale zum Datennahmesystem übertragen lassen, wo sie über einen Hochpaßfilter zur Digitalisierung ausgekoppelt werden.

Im Optischen Modul findet dabei keine weitere elektronische Signalverstärkung statt. Deshalb muß der PMT selbst die benötigte Verstärkung von ca.  $10^9$  bereitstellen, um die relative große Kabeldämpfung zu überwinden. Die Dispersion im Kabel verschleift zudem die ansonsten schnellen PMT-Pulse. Typisch sind Signale von  $\sim 1$  V Amplitude und  $\sim 10$  ns Pulsbreite, die am Ende des Kabels nur noch einige Millivolt groß und bis zu  $\sim 600$  ns breit sind.

Doch trotz der 180 ns langen führenden Pulsflanke und der für alle Pulsamplituden konstanten Diskriminatorschwelle werden nach der Zeitkalibration und einer Amplitudenkorrektur  $\sim 5$  ns Zeitaufösung erreicht. Vereinfacht ergibt sich die rekonstruierte Photonankunftszeit am Ort eines Optischen Moduls  $t_{le}$  aus der an der Oberfläche gemessenen Pulsankunftszeit  $t_{le}^*$  und der Pulsamplitude<sup>8</sup>  $U_p$  sowie einer Amplitudenkorrekturkonstante  $\alpha$  und der Signallaufzeit  $t_0$ :

$$t_{le} = t_{le}^* - \frac{\alpha}{\sqrt{U_p}} - t_0 \quad (2.4)$$

Zur Messung der Amplitudenkorrekturkonstanten und der Signallaufzeit können während der Detektor-Kalibration kurze Lichtpulse über eine Glasfaser und ein Diffusorkügelchen in die unmittelbare Nähe des Photovervielfachers geschossen werden (Abb. 2.6).

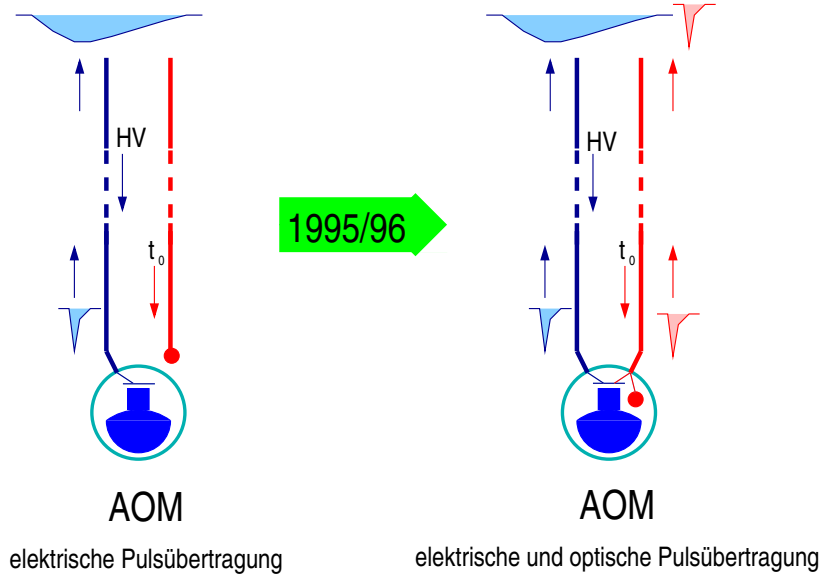


Abbildung 2.6: Standard OM-Technologien im AMANDA-Detektor

<sup>6</sup>PMT - Photomultiplier Tube

<sup>7</sup>AMANDA-B4

<sup>8</sup>Hier gilt es zu beachten, daß zwar die Zeitinformationen von bis zu acht PMT-Treffern aufgezeichnet werden, aber nur eine Pulsamplitude. Deshalb kann diese amplitudenabhängige Zeitkorrektur auch nur eingeschränkt, nämlich nur für einen Treffer, durchgeführt werden. Dazu ergeben sich zuweilen auch Mehrdeutigkeiten, in denen es nicht klar ist, welchem Lichtsensordesign die gemessene Amplitude zugeordnet werden muß.

Seit 1996/97 werden die Koaxialkabel durch ungeschirmte, vieradrig verdrehte Hochspannungskabel - Ericsson ECL 4x0.7 *Twisted-Quad* Kabel (TQ) - ersetzt<sup>9</sup>, deren Dämpfung und Dispersion um den Faktor  $\sim 3$  kleiner sind. Daneben wurde auch die Geometrie der Kabeldurchführungen an der Glassphäre verbessert, was die Fehlerrate an dieser empfindlichen Stelle von  $\sim 10\%$  auf  $\sim 3\%$  senkte.

Der große Vorteil des Analogen Optischen Moduls (AOM) ist seine technische Simplität und die damit verbundene Robustheit.

Die Nachteile der passiven analog elektrischen Pulsübertragung sind jedoch die folgenden:

- Hohe PMT-Verstärkungen limitieren den linearen Signalbereich auf kleinste Lichtmengen und beschleunigen das Sensoraltern.
- Hohe zusätzliche Signalverstärkungen innerhalb der Empfangselektronik an der Oberfläche vermindern den Dynamikbereich.
- Das Übersprechen zwischen den Signalkabeln erschwert die Datenrekonstruktion, weil dadurch auch von Optischen Modulen Pulse registriert werden, die eigentlich keine Pulse übertragen haben.
- Eine eingeschränkt gute Zeitauflösung ist erst nach aufwendiger Zeitkalibration möglich.
- Hohe Pulsbreiten minimieren die Doppelpulsaufösung.

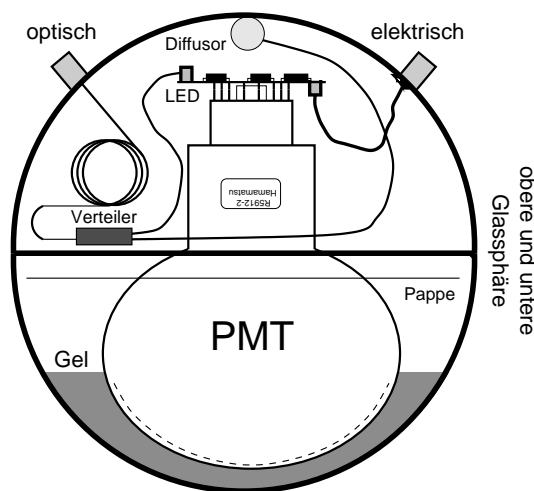


Abbildung 2.7: Schematische Darstellung des Analogen Optischen Moduls mit passiver analog-optischer Pulsübertragung

Deshalb wurden erstmals 1996/97 einige Optische Module als Prototypen durch eine zusätzliche passive analog-optische Pulsübertragung ergänzt, die aufgrund ihrer Vorteile die Standard-Übertragung für AMANDA-II wurde.

Während bisher der Lichtwellenleiter im Diffusorkügelchen in OM-Nähe endete, wird er nun durch eine weitere Kabeldurchführung bis ins Modul hinein verlegt und nach einem Verteiler sowohl an den Diffusor als auch an eine LED<sup>10</sup> angeschlossen (Abb. 2.7). Dazu musste die bisherige PMT-Basis nur minimal modifiziert werden, da die Leuchtdiode nur passiv, d.h. ohne vorgeschaltete aktive Verstärker- und Versorgungselektronik, im PMT-Signalstrom liegt. Die schon zuvor genutzte Möglichkeit der passiven elektrisch-analog-optischen Pulsübertragung und der  $t_0$ -Kalibration über die Faser blieb uneingeschränkt erhalten.

ten.

Die LED wandelt die schnellen PMT-Pulströme von bis zu 80 mA in Lichtpulse mit 1300 nm Wellenlänge um, die, nachdem sie ca. 2 km Glasfaser<sup>11</sup> ohne nennenswerte Dispersion<sup>12</sup> durchlaufen

<sup>9</sup>Jeder OM ist durch ein Aderpaar mit der Oberfläche verbunden, d.h. ein TQ-Kabel wird von zwei Modulen genutzt.

<sup>10</sup>LED - Light Emitting Diode

<sup>11</sup>62,5/125  $\mu\text{m}$  Multi-Moden Glasfaserkabel

<sup>12</sup>Die Bandbreite von Glasfaserkabeln liegt typisch bei 500  $\frac{\text{MHz}}{\text{km}}$ .

haben, mit einer Photodiode empfangen werden und eine gute Kopie des originalen Pulses liefern. Damit sind auch ohne eine amplitudenabhängige Zeitkorrektur hohe Zeit- und Doppelpulsaufösungen möglich (Abb. 2.8).

Positive Eigenschaft der optischen Signalübertragung ist zudem, daß es kein Übersprechen zwischen den einzelnen Fasern gibt. Störsignale können allenfalls im Bereich der Datennahmeelektronik einkopeln. Erstmals ist es deshalb möglich, während des Schmelzens neuer Bohrlöcher und dem Ausbau des Detektors die Datennahme fortzuführen. Aufgrund der recht kleinen Dämpfung in Glasfaserkabeln erwartete man zukünftig auch die Verstärkungen an den Photovervielfachern und an der Empfangselektronik reduzieren zu können, um damit den linearen Signalbereich und den Dynamikbereich zu vergrößern.

In diesem Punkt waren aber nur unwesentliche Verbesserungen zu verzeichnen, was zum einen an den Unzulänglichkeiten des Signalgebers und zum anderen an den in der Praxis größeren Dämpfungen im Signalweg liegt:

- Obwohl Glasfaser-Kabel, -Stecker, -Verbindungen und -Kabeldurchführungen verschiedener Hersteller (NLC, OCC und Ericsson für die Kabel bzw. Diamond und Gisma für Verbindungen) getestet wurden, liegen die erreichten Signaldämpfungen im Mittel bei relativ hohen  $\geq 5$  dB.
- Bei den Detektorsträngen 11 bis 13 wurde innerhalb der PMT-Basis zugunsten hoher Bandbreiten und somit einer schnellen Signalentwicklung auf eine Puffer-Kapazität verzichtet, was bei gleichen PMT-Verstärkungen die produzierten Signalströme reduziert.
- Da ein AOM nur mit Hochspannung versorgt wird, ist es schwierig, die Leuchtdiode mit einem ausreichenden Vorstrom (Biasstrom) zu versorgen, so daß stets ein Teil des Pulsstromes zum Erreichen der Stromschwelle zur Lichtproduktion benötigt wird und deshalb unnötig große dynamische Ströme benötigt werden.
- Die obere Grenze linearer Signalströme des verwendeten Photovervielfachers ist um Faktor zwei kleiner als der Eingangsstrom, bei dem die LED ihre maximale optische Ausgangsleistung erreicht. Dadurch werden wertvolle Reserven im optischen Signal nicht genutzt, um gegebenenfalls hohe Dämpfungen zu überwinden.

Optimal wäre ein AOM mit optisch-analoger Pulsübertragung, dessen PMT bei wesentlich kleineren Verstärkungen ( $\sim 10^7$ ) betrieben werden könnte und dennoch ausreichend große Pulsströme bzw. Lichtintensitäten zur Signalübertragung produzieren würde. Dazu müßten im Modul entweder zusätzliche Signalverstärker oder effizientere opto-elektronische Signalgeber wie Laserdioden eingesetzt werden, was stets aktive elektronische Bauteile mit Niederspannungsversorgung (aktive optisch-analoge Pulsübertragung) voraussetzt. Die Versorgung mit einem ausreichenden Biasstrom und die Anpassung der PMT-Ausgangsströme an die möglichen Eingangsströme der LED bzw. Laserdiode wären dann auch möglich.

Es sei hier jedoch angemerkt, daß der aufgrund kleinerer PMT-Verstärkungen erreichte erweiterte lineare Signalbereich des Photovervielfachers auch durch entsprechend große maximale Ausgangsleistungen des optischen Senders übertragen werden müßte.

Das digitale Analoge Optische Modul (daOM) soll diesem Ideal weitgehend entsprechen. Es wird von der Oberfläche mit Niederspannung versorgt, generiert erst lokal die Hochspannung für den PMT, unterstützt eine aktive Pulsübertragung und wird digital gesteuert (Abb. 2.9)(Kap. 5).

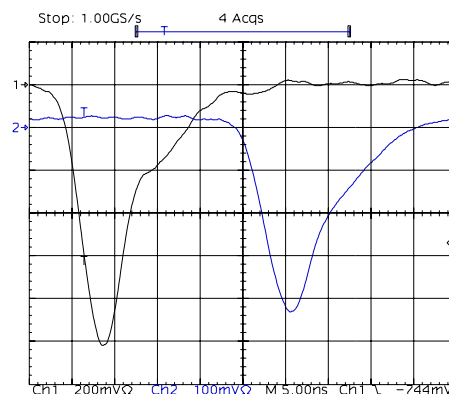


Abbildung 2.8: PMT-Puls im Original und nach 2 km Multi-Moden Glasfaserkabel [BIR97]

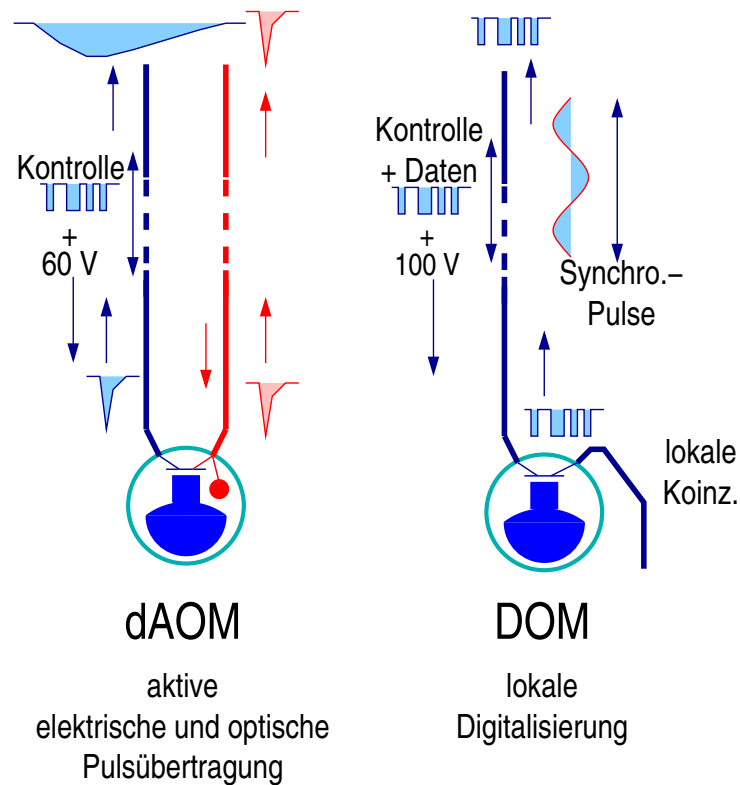


Abbildung 2.9: Prototypen OM-Technologien im AMANDA-Detektor

Im Digitalen Optischen Modul (DOM) werden die PMT-Signale dagegen direkt lokal digitalisiert, so daß zwischen einem DOM und der Datennahme nur noch digital kommuniziert werden muß und man auf empfindliche Glasfaserverbindungen verzichten kann. Zudem werden die PMT-Pulse ohne nennenswerte Dämpfungen vermessen, was einen höchstmöglichen linearen und dynamischen Bereich verspricht.

Allerdings muß ein DOM jedes digitalisierte Ereignis durch eine lokale Zeitangabe, die stets auf wenige Nanosekunden genau zu einem globalen Zeitsystem synchronisiert sein muß, charakterisieren. Als weitere technische Herausforderung gilt es, eine schnelle digitale Kommunikation zu etablieren, um eventuell unabhängig von lokalen Koinkidenzen alle Ereignisse berücksichtigen zu können (Abb. 2.9). Das Modul ist sehr komplex und wegen der hohen Bauteilzahlen sind die Qualitätsansprüche größer als beim dAOM.

Während des Ausbaus von AMANDA-B13 zu AMANDA-II wurden 23 dAOMs - teils mit Leuchtdioden und teils mit Laserdioden bestückt - an den *Strings* 17, 18 und 19 und 41 DOMs<sup>13</sup> an *String* 18 als Prototypen installiert.

## 2.4 Datennahmesystem

Die Struktur des Datennahmesystems ist in Abbildung 2.10 gezeigt. Jeder Standard-OM überträgt ein elektrisch-analoges und manche zudem noch ein optisch-analoges Signal zum Datennahmesystem.

<sup>13</sup>In-Situ war bis zur Saison 01/02 weder eine Zeitsynchronisation noch eine schnelle digitale Kommunikation bei diesen Modulen als Standard implementiert worden. Dennoch sind diese Module voll in den Datenfluß des Experimentes eingeschlossen, da sie, wenn auch im digitalen Konzept nicht vorgesehen, mit einer Glasfaserverbindung ausgestattet sind und so PMT-Pulse zusätzlich optisch-analog übertragen können. In der Saison 00/01 wurde in Tests gezeigt, daß die Zeitsynchronisation möglich ist und 01/02 wurde diese Möglichkeit für alle DOMs installiert.

Dort werden diese Pulse von elektrischen Empfängern, den SWAMPs<sup>14</sup>, und optischen Empfängern, den ORBs<sup>15</sup>, verstärkt und aufbereitet. Es gibt zwei Ausgangssignale: ein um 2  $\mu$ s verzögertes für die ADC<sup>16</sup> und ein direktes Signal für die Diskriminatoren, die seit 1999/2000 in das neue *Trigger*-System DMAD-2000<sup>17</sup> integriert sind. Die Diskriminatorschwellen können durch die zentrale Datennahme programmiert werden.

Die digitalen Ausgangssignale der Diskriminatoren werden zum einen weiter intern im *Trigger*-System verarbeitet und zum anderen als ECL-Signale<sup>18</sup> den TDC<sup>19</sup> und den Zählern des Supernova-Systems zugeführt.

Das *Trigger*-System etabliert

1. einen Multiplizitäts-*Trigger*, d.h. immer dann, wenn von mindestens  $N_{mult}$  Optischen Modulen innerhalb eines Zeitfensters  $T_{mult}$  Pulse registriert werden, wird ein *Trigger*-Signal ausgegeben, und
2. einen *Stringtrigger*, der ausgelöst wird, wenn mindestens  $N_{string}$  Pulse von  $M_{string}$  benachbarten Optischen Modulen eines *Strings* detektiert worden sind<sup>20</sup>.

Neben diesen *Trigger* können auch externe *Trigger* die TDC um 10  $\mu$ s verzögert stoppen und sowohl die ADC-Torzeit von 3  $\mu$ s als auch die Auslese starten.

Die TDC sind CAMAC-TDC vom Typ LeCroy 3377 bzw. VME-TDC vom Typ INFN Roma-I, K32 und CAEN V693. Sie haben eine Auflösung von 0.5 ns bzw.  $\sim$ 1 ns. Nach einem Stop-Signal speichern sie die Zeit der führenden Flanke und die Breite (TOT<sup>21</sup>) von maximal acht Pulsen innerhalb der vergangenen 32  $\mu$ s für die Auslese ab.

Die Ausgangssignale der elektrischen Empfänger sind leicht bipolar, d. h. den eigentlichen Pulsen folgen Überschwinger, wegen denen eine Messung der Pulsladung ungenau würde. Zudem ist die ADC-Torzeit so lang, daß das *Pedestal* recht groß und breit wäre. Deshalb werden im AMANDA-Detektor Spitzenwert-ADC (pADC<sup>22</sup>) vom Typ Phillips 7164 verwendet.

Der Phillips 7164 hat einen großen Dynamikbereich von 4.096 V/12 Bit, kann aber nur einen Amplitudenwert pro Ereignis vermessen.

*Trigger* werden von einem VME-Triggermodul CES CORBO RCB-8047 registriert, woraufhin dann die VME-CPU<sup>23</sup> CES RIO2-8062 die Zeit- und Amplitudeninformationen und die GPS<sup>24</sup>-Zeit ausliest. Allerdings speichert die VME-CPU diese Daten nur kurz zwischen, um sie schnellstmöglich über eine 'private' Netzwerkverbindung zum Datennahme-PC zu übertragen, der sie auf Festplatte sichert.

Momentan liegt die *Trigger*-Rate bei  $\sim$ 90 Hz, die Datenrate bei  $\sim$ 100  $\frac{\text{kByte}}{\text{s}}$  und die Totzeit bei  $\sim$ 2.2 ms.

---

<sup>14</sup>SWAMP - *SWedish AMPlifier*

<sup>15</sup>ORB - *Optical Receiver Board*

<sup>16</sup>ADC - *Analog Digital Converter*

<sup>17</sup>DMAD-2000 - *Discriminator and Multiplicity ADder-2000*

<sup>18</sup>ECL - *Emitter Coupled Logic*

<sup>19</sup>TDC - *Time Digital Converter*

<sup>20</sup>Seit 2000/01 ist  $N_{mult} = 24$ ,  $T_{mult} = 2\mu$ s,  $N_{string} = 6$  und  $M_{string} = 9$  für *String* 1 - 4 bzw.  $N_{string} = 7$  und  $M_{string} = 11$  für *String* 5 - 19.

<sup>21</sup>TOT - *Time Over Threshold*

<sup>22</sup>pADC - *peak Analog Digital Converter*

<sup>23</sup>CPU - *Central Processing Unit*

<sup>24</sup>GPS - *Global Positioning System*



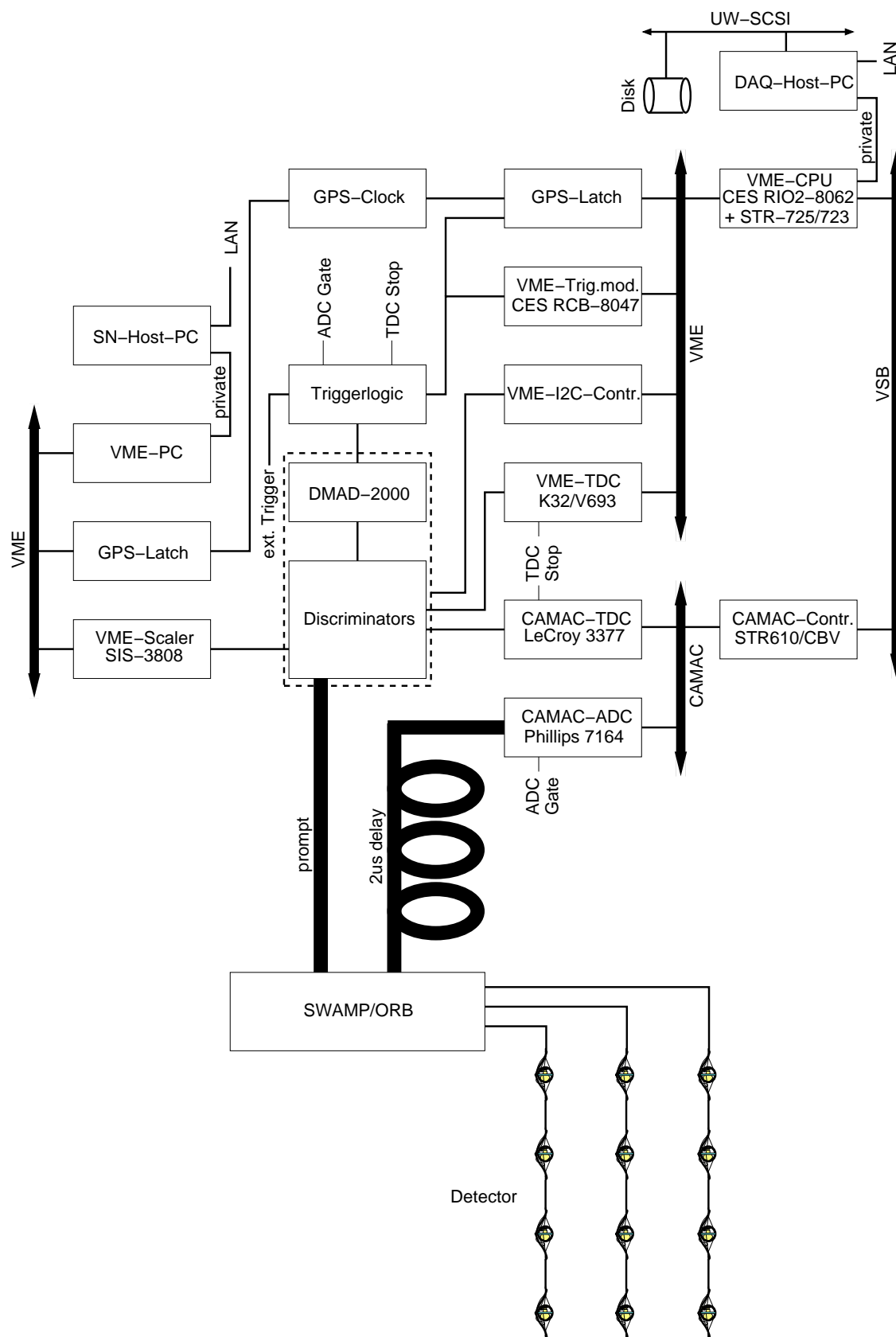


Abbildung 2.10: Vereinfachtes Blockscha des AMANDA-II Datennahmesystems

## Kapitel 3

# Der ICECUBE-Detektor

Der AMANDA-II-Detektor ist nicht nur ein vollwertiger Neutrino-Detektor, sondern auch Prototyp für den ICECUBE-Detektor, der in den nächsten Jahren ebenfalls am Südpol aufgebaut werden soll.

In der Basiskonfiguration besteht der ICECUBE aus 80 *Strings* mit jeweils 60 Optischen Modulen. Diese *Strings* sollen mit Abständen von  $\sim 125$  m auf einer 'hexagonalen' Fläche von  $\sim 1$  km<sup>2</sup> verteilt sein, an deren nördlichem Rand sich AMANDA-II befindet (Abb. 3.1) [SPI00]. Die 60 Optischen Module werden über eine Länge von 1000 m an den *Strings* installiert werden, so daß das geometrische Volumen des Detektors  $\sim 1$  km<sup>3</sup> betragen wird.

Als Lichtsensoren wurden das digitale Analoge Optische Modul und das Digitale Optische Modul für den ICECUBE-Detektor entwickelt und in AMANDA-II getestet. Beide Technologien sollten u.a. folgende Anforderungen erfüllen [ICC01b]:

- Zeitauflösung:  $\leq 5$  ns
- kontinuierlich-zeitdiskrete Digitalisierung des Sensorsignals mit ca. 200 MSPS<sup>1</sup> über mindestens 100 ns und mit ca. 60 MSPS über weitere 4  $\mu$ s
- Signalbereich: 200 Photoelektronen (PE) pro 15 ns
- Rauschrate:  $\leq 500$  Hz
- Variation der Signalverstärkung:  $\leq 2$  %/Woche

### Zeitauflösung

Im AMANDA-Detektor ist die Rate und die Winkelauflösung von atmosphärischen Neutrinos unabhängig von der Zeitauflösung, falls sie besser als ca. 10 ns ist. Dies gilt auch für die Effizienz der Trennung der atmosphärischen Myonen von den neutrino-induzierten Myonen. Bei einer Auflösung

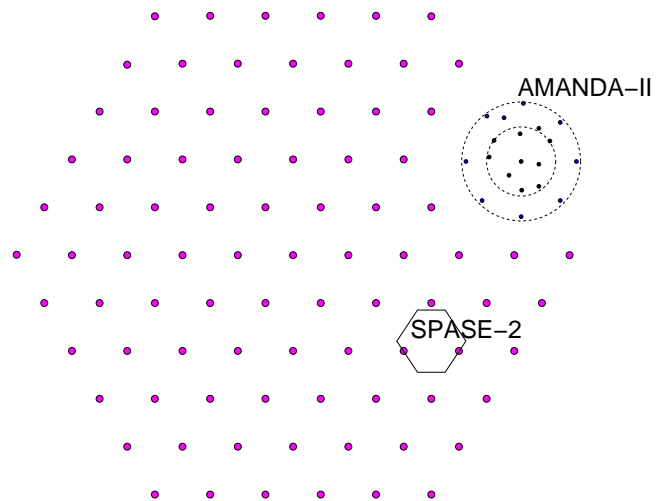


Abbildung 3.1: Der ICECUBE-Detektor

<sup>1</sup>MSPS - Million Samples Per Second

schlechter als 15 ns fällt die Detektorleistung aber deutlich ab, da dann die Streuung im Eis nicht mehr die dominante Einschränkung der Zeitgenauigkeit darstellt.

Dennoch sollte die Zeitauflösung besser als 5 ns sein. Beispielsweise kann man Neutralinos, die im Erdzentrum zerfallen, anhand kurzer, vertikaler Myonspuren nahe bei den *Strings* nachweisen. Aufgrund des kleinen Abstandes dieser Spuren zu den Optischen Modulen, ist die Streuung im Eis vernachlässigbar und die Rekonstruktion der Spuren würde von der verbesserten Zeitauflösung profitieren.

Eine Zeitauflösung wesentlich besser als 5 ns ist jedoch kaum zu erreichen, da die Zeitauflösung des Photovervielfachers selbst ca. 3 ns beträgt.

### Kontinuierlich-zeitdiskrete Digitalisierung des Sensorsignals

Obwohl die Streuung im Eis die Genauigkeit der Zeitinformation verschlechtert, kann sie von Vorteil sein, wenn man mit einem einzigen Optischen Modul zwischen dem Signal einer nahen, schwachen oder einer weit entfernten, starken Lichtquelle unterscheiden will. Das Signal der entfernten Quelle wird nämlich aufgrund der Streuung zeitlich gestreckt (Abb. 3.2).

Deshalb profitiert die Rekonstruktion von entfernten Myonspuren und hochenergetischen Schauern, wenn das Profil des Lichtsensorsignals kontinuierlich-zeitdiskret digitalisiert wird.

Die kontinuierlich-zeitdiskrete Digitalisierung sollte von einem Zeitpunkt kurz vor dem Teilchendurchgang an mindestens  $4\ \mu\text{s}$  dauern, um auch stark gestreckte Lichtsignale und auch sogenannte *double Bang*-Ereignisse von  $\nu_\tau$ -Zerfällen registrieren zu können.

Während die Abtastrate der Digitalisierung für die ersten  $\gtrsim 100\ \text{ns}$  etwa 200 MSPS betragen sollte, um eine gute Zeit- und Doppelpulsauflösung zu erhalten, reichen für die restliche Zeit evt.  $\gtrsim 60\ \text{MSPS}$  aus.

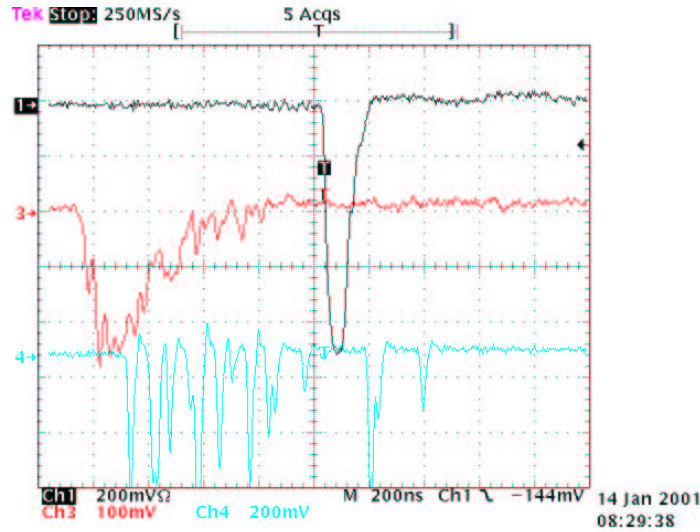


Abbildung 3.2: Signale von Optischen Modulen mit analog-optischer Pulsübertragung im AMANDA-Detektor in Folge eines Lichtpulses von einem Stickstoff-Laser in 45 m (oben), 115 m (Mitte) und 167 m (unten) Entfernung. Das Lichtsignal des Lasers ähnelt dem eines '1 PeV-Schauers' [ICC01b].

### Signalbereich

Die Anforderung an den Signalbereich des Optischen Moduls von  $\geq 200\ \text{PE}/15\ \text{ns}$ , d.h.  $\geq 200\ \text{PE}$  innerhalb eines Pulses mit einer Breite ähnlich der eines 1PE-Pulses, orientiert sich hauptsächlich an der Lichtmenge hochenergetischer Schauer.

Das Profil des Sensorsignals enthält Information über die Position, Richtung und Energie eines Schauers. Angenommen ein '1PeV-Schauer' läge 60 m vor einem Optischen Modul, dann registriert dieses ca. 1000 PE über 100 ns verteilt (vgl. Abb. 3.2). Der Maximalwert des Signals liegt bei  $\sim 180$  PE/15 ns.

Bei höheren Energien<sup>2</sup> werden sogar noch größere Amplituden erreicht. Die Zahl der Optischen Module, die das Licht des Schauers registrieren, steigt aber schneller als die Zahl derer, die daraufhin übersättigen, so daß ein solches Ereignis dennoch rekonstruiert werden kann.

### **Rauschrate**

Die Rauschrate eines Optischen Moduls sollte kleiner als 500 Hz sein, um niederenergetische Neutrinos nicht nur von Supernova-Ausbrüchen in unserer Galaxis, sondern sogar noch von Ausbrüchen in der Magellan'schen Wolke mit einer Zählratenerfassung registrieren zu können. Deswegen sollte der  $^{40}\text{K}$ -Gehalt des OM-Gefäßes kleiner 0.05 % sein.

---

<sup>2</sup>oder kleineren Abständen



## Kapitel 4

# Photovervielfacher

Photovervielfacher<sup>1</sup> stellen seit ca. 60 Jahren äußerst sensitive Nachweisgeräte von ultraviolett, sichtbarem und sogar infrarotem Licht dar.

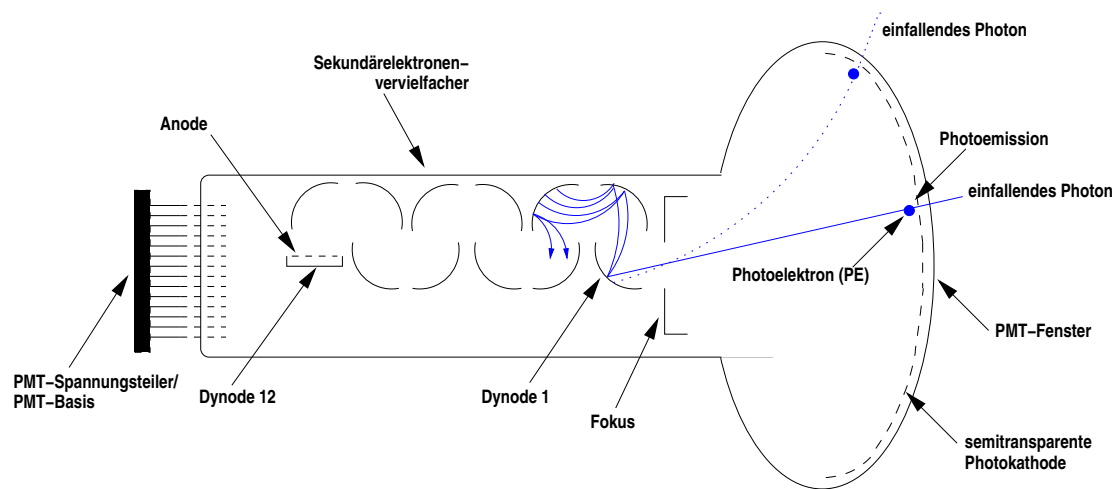


Abbildung 4.1: Konstruktion eines Photovervielfachers

Abbildung 4.1 zeigt das Funktionsschema eines typischen Photovervielfachers: Licht fällt durch das Fenster der Vakuumröhre auf die semitransparente Photokathode, die von innen auf das Fensterglas aufgedampft ist. Die Photonen regen dabei die Elektronen im Kathodenmaterial an, woraufhin einzelne sogenannte Photoelektronen in das Vakuum emittiert werden (Photoemission). Diese Photoelektronen werden durch die Opto-Elektronik fokussiert und im elektrischen Feld einer Hochspannung zur ersten Dynode hin beschleunigt, wo sie durch die Emission von Sekundärelektronen vervielfacht werden. Dieser Prozeß wiederholt sich an allen darauf folgenden Dynoden stetig, bis die Sekundärelektronen der letzten Dynode an der Anode gesammelt werden. Ein einzelnes Photoelektron wird so bis zu  $\sim 10^9$ -fach verstärkt und ist als elektrisches Signal herkömmlich weiterzuverarbeiten [BUR89] [HAMA] [PHO]:

### Photoemission

Die Photoemission wurde 1888 erstmals von W. Hallwachs an Metallen nachgewiesen. Dennoch werden heute normalerweise Halbleiter als Kathodenmaterial eingesetzt, da sie beispielsweise im

<sup>1</sup>auch *Photomultiplier Tubes*, *Phototubes*, Photoröhren, Photonenvervielfacher oder Sekundärelektronenvervielfacher etc.

Sichtbaren bis zu 1000-mal sensitiver sind.

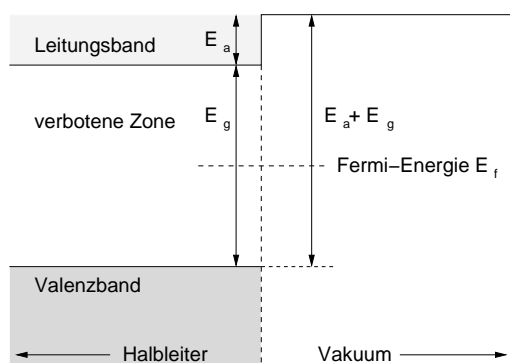


Abbildung 4.2: Vereinfachtes Energiebandmodell für einen Halbleiter

Bei 0 °K liegen alle Elektronen auf Energieniveaus unterhalb der Fermi-Energie, und erst mit steigender Temperatur werden Elektronen in das Leitungsband gehoben - der Halbleiter wird zunehmend leitend.

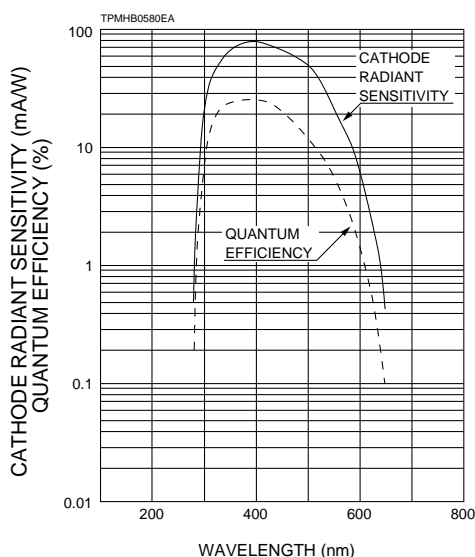


Abbildung 4.3: Spektrale Sensitivität und Quanteneffizienz des Photovervielfachers Hamamatsu R5912 [HAM98c]

Rauschraten. Der Spektralbereich von Multialkali-Verbindungen reicht sogar bis ins nahe Infrarot herein, allerdings mit entsprechend erhöhten Rauschraten<sup>3</sup>.

Ein Halbleiter wird durch das Energieband-Modell beschrieben. Elektronen befinden sich entweder im Valenz- oder im Leitungsband, die beide durch eine Energielücke  $E_g$  - der verbotenen Zone - voneinander getrennt sind (Abb. 4.2).

Die Aufenthaltswahrscheinlichkeit von Elektronen auf den verschiedenen Energieniveaus wird durch die Fermi-Dirac-Statistik beschrieben und hängt vereinfacht von der Energiedifferenz zwischen den jeweiligen Energieniveaus und der Fermi-Energie  $E_f$  ab [GER89].

Bei 0 °K liegen alle Elektronen auf Ener-

Daneben können Valenzelektronen auch Licht absorbieren und ins Leitungsband springen (innerer Photoeffekt, Photovoltaik), wenn die Photonenergie des Lichtes mindestens gleich  $E_g$  ist. Ist die Photonenergie sogar größer gleich der Summe von 'verbotener Zone'  $E_g$  und Elektronenaffinität  $E_a$  kann es auch zur Photoemission ins Vakuum kommen. Photonen mit Energie unterhalb  $E_g + E_a$  können nicht zur Photoemission führen, woraus sich eine obere Grenzwellenlänge für das nachzuweisende Licht ergibt<sup>2</sup>.

Die Güte eines Kathodenmaterials wird u.a. durch die Quanteneffizienz (QE) beschrieben. Diese ist als das Verhältnis der Zahl von emittierten Photoelektronen und einfallenden Photonen definiert. Die Quanteneffizienz ist wellenlängenabhängig und erreicht i.a. keine Werte größer 35 %.

Gebräuchliche Materialien für Photokathoden sind zur Zeit Bialkali-Verbindungen wie SbKCs und Multialkali-Verbindungen wie SbNaKCs. Bi-alkali-Verbindungen besitzen vom ultravioletten bis zu  $\gtrsim 650$  nm eine relativ große Quanteneffizienz (max.  $\sim 25$  %) (Abb. 4.3) bei kleinen

<sup>2</sup>Heute versucht man zunehmend, die Elektronenaffinität bis hin zu negativen Werten zu senken. Beispielsweise wird der Halbleiter p-dotiert und dessen Oberfläche mit elektropositiven Materialien wie Cäsium beschichtet, so daß das Cäsium Elektronen an den p-Halbleiter abgibt. Die Kathode ähnelt dann einem Kondensator, dessen Potentialdifferenz gleich der nun negativen Elektronenaffinität ist. Ein Material mit negativer Elektronenaffinität ist InGaAs(Cs). Dieser Halbleiter ist auch noch bei  $\sim 1100$  nm sensitiv.

<sup>3</sup>Je größer die obere Grenzwellenlänge des Kathodenmaterials ist, desto kleiner ist die Summe von Energielücke  $E_g$  plus Elektronenaffinität  $E_a$  und desto eher können Elektronen thermisch ins Vakuum emittiert werden.

## Fenstermaterialien

Der Spektralbereich des Photovervielfachers wird bei großen Wellenlängen durch das Kathodenmaterial und bei kleinen Wellenlängen u.a. von der Transmission des Fenstermaterials begrenzt.

Am häufigsten eingesetzt wird Borosilikatglas, dessen untere Grenzwellenlänge aber mit ca. 300 nm recht hoch ist. Borosilikatglas ist allerdings leicht zu verarbeiten und preisgünstig. Deshalb zieht man es meist dem von der Transmission besseren UV-Borosilikat- ( $\sim 185$  nm), Quarz- oder Saphirglas ( $\sim 150$  nm) vor.

Im AMANDA-Detektor wird die untere Grenzwellenlänge der Optischen Module von der Transmission der Glassphäre dominiert, da deren Qualität niedriger und deren Dicke wesentlich höher<sup>4</sup> ist. Deshalb gibt es Bemühungen, zukünftig Glassphären höherer Transmission zu verwenden [SUD01] oder gar deren Oberfläche mit Wellenlängenschieber zu beschichten [ICC01a], um auch den UV-Anteil des Cherenkovlichtes nachweisen zu können.

## Sekundäremission

Treffen Elektronen mit ausreichenden Energien von typisch  $\gtrsim 100$  eV auf die Oberfläche des Dynodenmaterials auf, werden Sekundärelektronen emittiert. Dieser Prozeß ähnelt sehr der Photoemission, weshalb nicht weiter verwundert, daß häufig wieder Alkali-Verbindungen wie SbKCs als Dynodenmaterial auf Elektroden aus Nickel, Edelstahl oder Kupfer-Beryllium aufgedampft werden. Zudem werden aber auch BeO, MgO oder GaP verwendet.

Charakterisiert wird die Sekundäremission durch das Emissionsverhältnis  $\delta$ , d.h. dem Verhältnis der Zahl der emittierten zur Zahl der auftreffenden Elektronen. Zum Beispiel liegt  $\delta$  für SbKCs und Primärelektronen mit 200 eV im Bereich von 10.

Bis zu einer materialabhängigen oberen Grenzspannung ist das Emissionsverhältnis  $\delta$  proportional zu einer Potenz der beschleunigenden Spannung der Primärelektronen  $U^k$ . Die Konstante  $k$  liegt in Abhängigkeit vom Dynodenmaterial und deren Geometrie zwischen 0.6 und 0.8.

Besonderen Wert sollte man auf ein möglichst hohes Emissionsverhältnis an der ersten Dynode  $\delta_1$  legen<sup>5</sup>, weil sich mit steigendem  $\delta_1$  die 1PE-Auflösung verbessert.

## Sekundärelektronenvervielfacher

Der Sekundärelektronenvervielfacher (SEV) in einem PMT, d.h. das System aller Dynoden und der Anode, zeichnet sich durch seine hohe Bandbreite und seine hohe Verstärkung bei einem recht niedrigen Rauschen aus.

Die SEV-Eigenschaften werden nicht nur durch das verwendete Dynodenmaterial, sondern auch durch die Anordnung der Dynoden, deren Anzahl und die jeweiligen Potentialdifferenzen zwischen ihnen festgelegt. Bei Photovervielfachern mit großflächigen Kathoden werden meist Dynodensysteme vom Typ *box-and-grid* (Abb. 4.4 (a)) und *linear-focused* (Abb. 4.4 (b)) verwendet. Die zuerst genannte Dynodenanordnung zeichnet sich positiv bei Parametern wie Uniformität, Sammel- und Detektionseffizienz aus, die zuletzt genannte dagegen bei der Zeit- und Doppelpulsauflösung, der Transitzeit und der Linearität.

Verglichen mit den Dynoden muß die Form, die Lage und die Ausführung der Anode anders sein, da an diese auch andere Ansprüche gestellt werden. Es sollte gesichert sein,

- (a) daß Raumladungen zwischen der letzten Dynode und der Anode minimiert werden und
- (b) daß alle Sekundärelektronen von der letzten Dynode eingesammelt werden, um einen maximalen linearen Bereich zu erhalten.

<sup>4</sup>Die Transmission fällt exponentiell mit der Materialdicke.

<sup>5</sup> $\delta_1 = 10$  bis 20



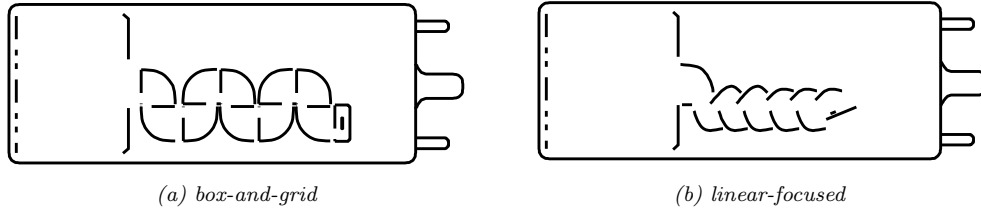


Abbildung 4.4: Dynodensysteme in Sekundärelektronenvervielfachern [HAMb]

Deshalb wird die Anode häufig als Gitter in kleinem Abstand vor die letzte Dynode gesetzt, so daß ein sehr hohes elektrisches Feld zwischen diesen herrscht und dort Raumladungen zumindest reduziert werden. Sekundärelektronen von der vorletzten Dynode fliegen durch dieses Gitter auf die letzte Dynode, deren Sekundärelektronen danach von der Anode effizient gesammelt werden.

### Basis/Spannungsteiler

Um die Elektronen im PMT/SEV zu fokussieren und zu beschleunigen, werden ansteigend große Spannungen an die Kathode, die Dynoden und die Anode angelegt. Diese Spannungen könnten von separaten Hochspannungsquellen stammen, doch in der Praxis nimmt man sie einfacher von einem Spannungsteiler mit Widerständen  $R_i$  ab, der durch eine Hochspannung  $U_A$  versorgt wird. Dieser Spannungsteiler kann mitunter starken Einfluß auf die PMT-Eigenschaften haben und sollte deshalb für jeden PMT-Typ individuell angepaßt sein.

Je nach der Potentialabfolge an den Dynoden unterscheidet man grob:

- Iterative Spannungsteiler (Abb. 4.5 oben), die bei einer gegebenen PMT-Hochspannung  $U_A$  die höchsten Verstärkungen liefern.
- Progressive Spannungsteiler (Abb. 4.5 Mitte), die bei einer gegebenen PMT-Hochspannung  $U_A$  den größten linearen Bereich bereitstellen.
- Gemischt iterativ-progressive Spannungsteiler (Abb. 4.5 unten), die eine gute Kompromißlösung sind, weil man damit gute Zeiteigenschaften, eine befriedigende Verstärkung und einen relativ großen linearen Bereich erreicht.

Der Gesamtwiderstand des Spannungsteilers  $R_B = \sum_{i=1}^{n+1} R_i$  orientiert sich bei Anwendungen mit gepulsten Lichtquellen am maximalen Anodenpulsstrom  $I_{p,A}$ , d.h.  $R_B$  wird so gewählt, daß der Strom im Spannungsteiler  $I_B = U_A/R_B$  etwa 1/100 von  $I_{p,A}$  beträgt. Problematisch sind dann aber sehr helle Lichtpulse, bei denen die letzten Dynoden größere Ströme als  $I_B$  benötigen, weshalb man diese Dynoden kurzfristig von zusätzlichen Puffer-Kondensatoren her mit Strom versorgt. Typisch sollte deren Kapazität  $C_i \approx 100/2^{(n+1)-i} \cdot Q_A/U_i$  entsprechen, wobei  $n$  die Anzahl der Dynoden,  $Q_A$  die maximale Pulsladung an der Anode und  $U_i$  die Spannung über dem jeweiligen Kondensator ist (Abb. 4.5).

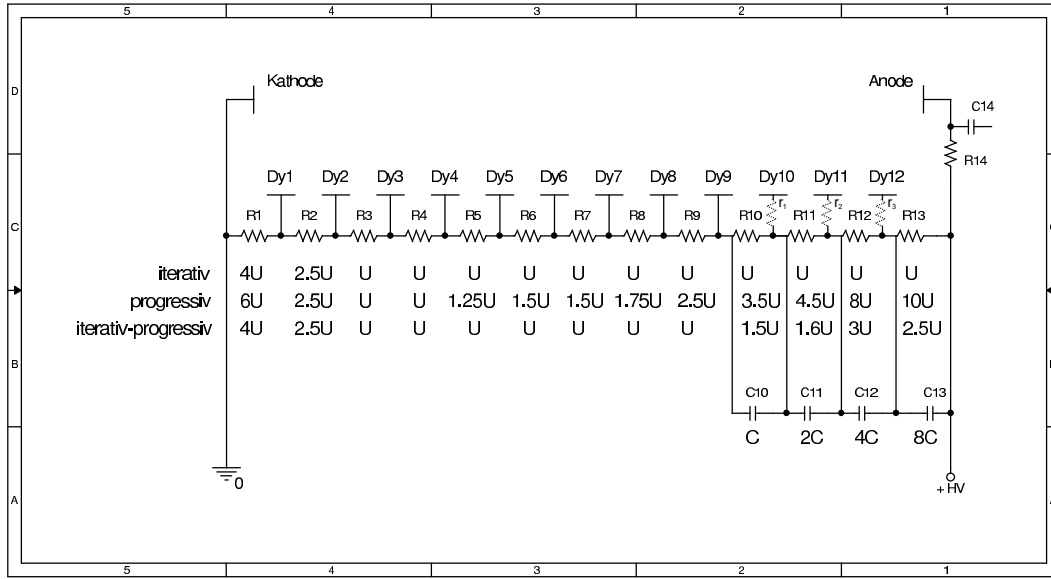


Abbildung 4.5: Beispiel für eine PMT-Basis mit iterativer (oben), progressiver (Mitte) oder iterativ-progressiver Potentialfolge (unten) bezogen auf eine Grundspannung  $U$  (nach [PHI94])

Eventuelle Oszillationen nach einem PMT-Puls kann man durch kleine Widerstände  $r_i$  ( $50 \Omega$  bis  $120 \Omega$ ) in Serie mit den letzten Dynoden oder der Anode reduzieren. Diese Oszillationen können zwar auch direkte Folge der eigentlichen PMT-Entladung sein, sind aber meist Hinweis auf eine mangelhaft verarbeitete PMT-Basis mit zu großen kapazitiven Kopplungen.

Bei Anwendungen mit großen maximalen Anodenpulsströmen oder auch hohen Pulsfrequenzen, muß der Strom  $I_B$  so hoch gewählt werden, daß die Leistungsaufnahme im Spannungsteiler bis zu einigen Watt betragen kann. Abhilfe leisten in solchen Fällen sogenannte aktive Spannungsteiler, bei denen die letzten Dynoden zusätzlich von Transistoren mit Strom versorgt werden, oder auch die direkte Verbindung des Photovervielfachers mit einem Cockroft-Walton-Hochspannungsgenerator<sup>6</sup>.

Normalerweise betreibt man Photovervielfacher bei negativen Hochspannungen, um eine mögliche Potentialdifferenz zwischen der Anode und der externen Beschaltung zu eliminieren. Dies gilt aber nicht für gepulste Anwendungen - insbesondere dann nicht, wenn besonders große Photovervielfacher verwendet werden:

Liegt die Kathode auf Hochspannung und die PMT-Umgebung (Gehäuse,  $\mu$ -Metallkäfig, etc.) auf Masse, können freie Elektronen dahin abgelenkt werden und zu Szintillationen im PMT-Glas führen, die nicht nur die Rauschrate steigern, sondern auch langfristig den Photovervielfacher beschädigen.

Im Vergleich dazu ist es oftmals günstiger, die Kathode mit dem Massepotential und die Anode mit einer positiven Hochspannung zu verbinden. Die elektrischen Pulse an der Anode werden in diesem Fall über einen Kondensator ausgekoppelt (Abb. 4.5).

<sup>6</sup>Dessen Spannungsvervielfacher besteht aus einem mehrstufigem System von Villard-Schaltungen [BEU94], die von einer hochfrequenten Wechselspannung im kHz-Bereich gespeist werden. An jeder Stufe erhöht sich die im Leerlauf vorhandene Ausgangsspannung um den doppelten Scheitelwert dieser Wechselspannung  $\hat{U}$ , so daß nach  $n$  Stufen eine Hochspannung  $2n\hat{U}$  generiert wird. Allerdings reduziert sich parallel dazu die maximal zulässige Stromlast. Der Eingangsstrom ist  $n$ -mal so groß wie die Laststrom der Ausgangsspannung! Deshalb sollte man die Kathode des Photovervielfachers auf eine negative Hochspannung und die Anode auf Massepotential legen, denn so können die letzten Dynoden mit den größtmöglichen Strömen versorgt werden.

## Sammeleffizienz

Als Sammeleffizienz  $\alpha$  bezeichnet man i.a. die Wahrscheinlichkeit dafür, daß Photoelektronen auf die effektive Fläche der ersten Dynode treffen<sup>7</sup>. Sie wird neben der Potentialdifferenz zwischen der Photokathode und der ersten Dynode auch durch deren Geometrie, Abstand und Größenverhältnis, die initiale Geschwindigkeitsverteilung der Photoelektronen und das äußere Magnetfeld beeinflusst.

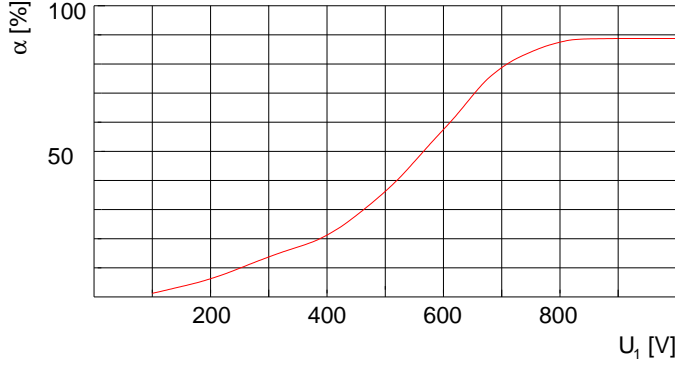


Abbildung 4.6: Sammeleffizienz  $\alpha$  des Photovervielfachers Hamamatsu R5912-02 als Funktion der Spannung  $U_1$  [LUBa]

Trägt man die Sammeleffizienz  $\alpha$  gegen die Spannung  $U_1$  zwischen der Kathode und der ersten Dynode auf, zeigt sich mit steigender Spannung eine Zunahme in  $\alpha$  bis bei hohen Spannungen ein Plateau von typisch 85 % bis fast 100 % erreicht ist (Abb. 4.6).

Dynode fokussiert werden müssen. Selbst im Falle einer magnetfeldfreien Umgebung variiert deshalb die Sammeleffizienz über die Kathodenfläche.

Äußere Magnetfelder stören die Bewegungsrichtung der Photoelektronen, so daß trotz einer hohen Spannung  $U_1$  die Sammeleffizienz darunter leidet. Deshalb werden im AMANDA-Detektor die besonders großen PMTs Hamamatsu R7081-20 mit einem  $\mu$ -Metallkäfig abgeschirmt [SUD01].

Probleme ergeben sich besonders bei großen Photovervielfachern, da in diesen die Photoelektronen über recht kleine Abstände von der großen Kathode auf die deutlich kleinere erste

## Verstärkung

Das Produkt aller Emissionsverhältnisse  $\delta_i$  und Sammeleffizienzen  $\alpha_i$  der  $n$  Dynoden wird PMT-Verstärkung  $\mu$  genannt:

$$\mu = \prod_{i=1}^n \alpha_i \delta_i \approx \prod_{i=1}^n \delta_i \propto \prod_{i=1}^n U_i^k = \prod_{i=1}^n (U_A \frac{R_i}{R_B})^k = U_A^{kn} \prod_{i=1}^n (\frac{R_i}{R_B})^k \quad (4.1)$$

Bei ausreichend großer Hochspannung sind die Sammeleffizienzen annähernd gleich Eins, und die PMT-Verstärkung kann als das Produkt der Einzelspannungen  $U_i$  potenziert mit der Konstanten  $k$  ausgedrückt werden, d.h. wenn man  $\mu$  gegen die PMT-Hochspannung  $U_A$  doppeltlogarithmisch aufträgt, ergibt sich eine Gerade mit Steigung  $kn$ . Die Kennlinien von verschiedenen Spannungsteilern in Verbindung mit jeweils dem gleichen Photovervielfacher sollten deswegen die gleiche Steigung haben, aber parallel zueinander verschoben sein.

Häufig wird die PMT-Verstärkung  $\mu$  anhand des 1PE-Spektrums ermittelt (Abb. 4.7), welches in Anhang A genauer beschrieben wird.

Aus dem 1PE-Spektrum bestimmt man sowohl die Lage des *Pedestals*  $Q_{ped}$  als auch die Lage der 1PE-Verteilung  $Q_{ped} + Q_{1PE}$  und berechnet  $\mu$  nach

$$\mu = \frac{Q_{1PE}}{e} \quad (4.2)$$

mit  $e = 1.6022 \cdot 10^{-19}$  C als Elektronladung.

Weitere wichtige Parameter sind die 1PE-Auflösung und das  $P/V$ -Verhältnis:

<sup>7</sup>Man kann aber natürlich auch für jede weitere Dynode eine Sammeleffizienz  $\alpha_i$  definieren. Allerdings werden diese  $\alpha_i$  unter normalen Umständen fast 100 % sein.

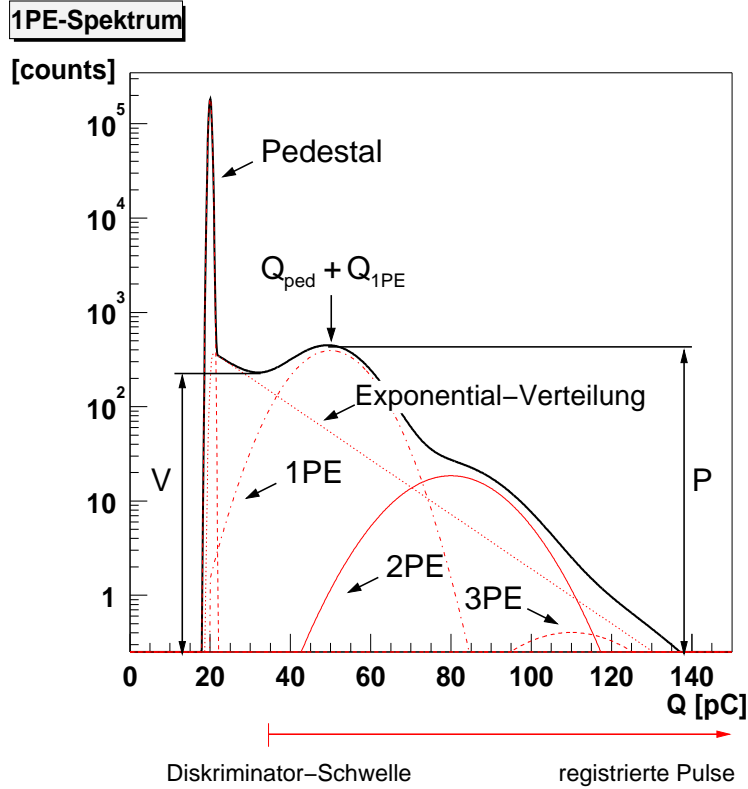


Abbildung 4.7: Das 1PE-Spektrum eines Photovervielfachers. Für eine genaue Diskussion siehe Anhang A.

- Die 1PE-Auflösung  $\Delta_{1PE}$  gibt an, wie 1PE-Signale im Spektrum aufgelöst werden. Sie wird durch das Verhältnis der Streuung<sup>8</sup>  $\sigma_{1PE}$  und der mittleren Ladung  $Q_{1PE}$  der 1PE-Verteilung in Prozent angegeben:

$$\Delta_{1PE} = \frac{\sigma_{1PE}}{Q_{1PE}} \cdot 100 \% \quad (4.3)$$

- Das  $P/V$ -Verhältnis<sup>9</sup> stellt den Quotienten aus der Höhe des 1PE-Spektrums an der Stelle  $Q_{ped} + Q_{1PE}$  und des Tals zwischen der *Pedestal*- und der 1PE-Verteilung dar. Normalerweise werden PMT-Pulse mit einem Diskriminator registriert, dessen Schwelle so gewählt wird, daß nur Pulse oberhalb des Tals detektiert werden, um möglichst nur vollständig verstärkte PMT-Pulse zu vermessen. Je größer das  $P/V$ -Verhältnis ist, desto kleiner ist der Anteil der dennoch registrierten unvollständig verstärkten Pulse. Das  $P/V$ -Verhältnis wächst mit einer verbesserten 1PE-Auflösung sowie einer erhöhten PMT-Verstärkung und Sammeleffizienz an.

## Linearität

Der Anodenstrom bzw. die Anodenpulsladung eines Photovervielfachers ist proportional zur Intensität des einfallenden Lichtes.

Neben einer unzureichenden Stromversorgung aufgrund einer unterdimensionierten PMT-Basis gibt es noch weitere Faktoren, die diese Linearität einschränken können:

<sup>8</sup>oder der Halbwertsbreite

<sup>9</sup> $P/V$  - *peak-to-valley*

In Anwendungen mit gepulsten Lichtquellen sind dies meist Raumladungen zwischen den letzten Dynoden, die die Bewegungsrichtung der Sekundärelektronen so beeinflussen, daß nur noch ein Teil davon auf die nächst höhere Dynode fokussiert wird und zur Signalverstärkung beitragen kann.

Bei semitransparenten Photokathoden kann aber auch deren Widerstand Nicht-Linearitäten begründen, weil aufgrund dessen die bei der Photoemission entstandenen positiven Ladungen nicht schnell genug abfließen und so die Bahn der emittierten Photoelektronen stören. Dieser Effekt ist aber normalerweise vernachlässigbar, es sei denn man kühlt den Photovervielfacher, woraufhin der Widerstand des Halbleitermaterials zunimmt.

Dagegen wird in Anwendungen mit quasi-konstanten Lichtquellen oder auch extrem hochfrequenten Lichtpulsen die Linearität eher durch Änderungen in der Spannungsverteilung auf der PMT-Basis beeinträchtigt.

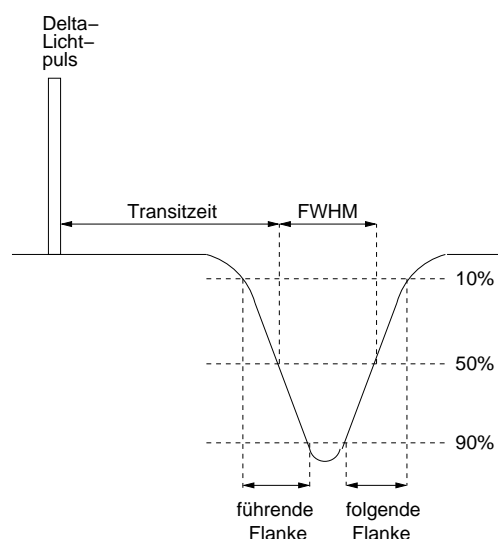
Größere Anodenströme reduzieren die Spannung zwischen der letzten Dynode und der Anode, so daß die Sammeleffizienz an der Anode fällt. Bei konstanter Hochspannung  $U_A$  ist aber dennoch eine Über-Linearität möglich, da daraufhin die Spannungen an den übrigen Dynoden und deshalb auch die PMT-Verstärkung ansteigen. Erst wenn größere Ströme die Spannungen an einigen der oberen Dynoden reduzieren, kommt es zu einer Unter-Linearität.

Die Linearität eines Photovervielfachers erstreckt sich in gepulsten Anwendungen typisch über einige 10 mA bis 100 mA.

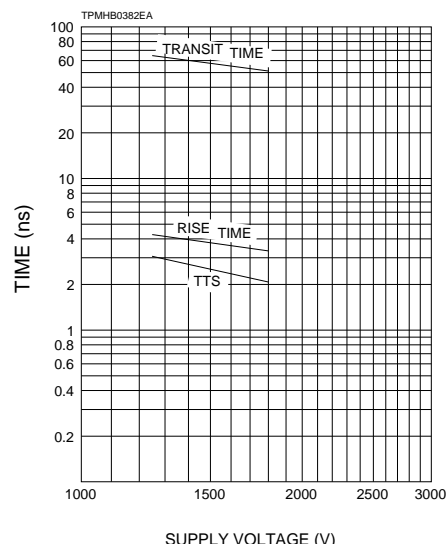
## Zeiteigenschaften

Die Zeiteigenschaften eines Photovervielfachers werden an dessen Pulsantwort auf einen unendlich kurzen Lichtpuls definiert (Abb. 4.8 (a)).

Als die Transitzeit bezeichnet man die mittlere Zeitdifferenz zwischen der vollständigen Beleuchtung der Photokathode und dem Zeitpunkt, in dem der darauf folgende PMT-Puls 50 % seiner vollen Amplitude erreicht. Dominiert wird die Transitzeit durch die Flugzeit der Photoelektronen zur ersten Dynode hin.



(a) Definition von Transitzeit, Pulsbreite (FWHM) und der Dauer der führenden Pulsflanke



(b) Transitzeit, Zeitauflösung und Dauer der führenden Pulsflanke eines Photovervielfachers Hamamatsu R5912 als Funktion der PMT-Hochspannung [HAM98c]

Abbildung 4.8: PMT-Zeiteigenschaften

Die Streuung der Transitzeit wird als Zeitauflösung bezeichnet. Sie verbessert sich mit der inversen Wurzel der Photoelektronzahl  $1/\sqrt{n_{PE}}$  und sollte deshalb für 1PE-Signale als Obergrenze angegeben werden.

Die Pulsbreite (FWHM<sup>10</sup>), der Abstand der Punkte halber Pulsamplitude auf der führenden und folgenden Pulsflanke, beträgt typisch 2.5 mal die Dauer der führenden Pulsflanke, die zwischen dem Überschreiten der 10 %- und 90 %-Schwelle vergeht.

Sowohl Transitzeit als auch Zeitauflösung und Pulsbreite (FWHM) fallen mit der inversen Wurzel der PMT-Hochspannung  $1/\sqrt{U_A}$  (Abb. 4.8 (b)).

Wird ein Diskriminator mit fester Schwelle benutzt, um die PMT-Pulse zu registrieren, erreicht man die beste Zeitauflösung, wenn die Schwelle ca. 20 % der erwarteten Pulsamplitude entspricht. Diese Bedingung wird aber stets nur von einer Pulsamplitude erfüllt, weshalb sich für Pulse mit unterschiedlichen Amplituden die Zeitauflösung verschlechtert. Günstiger ist dagegen ein *constant Fraction*-Diskriminator, dessen Schwelle sich relativ zur Amplitude jedem Puls anpasst.

### Zeitkorrelierte Pulse

Unter Umständen können Photonen die Kathode ohne eine Wechselwirkung durchqueren, die erste Dynode treffen und dort die Photoemission auslösen, was zu kleinen Vorpulsen noch vor dem eigentlichen Hauptpuls führt.

Den Hauptpulsen folgen aber zum Teil auch sogenannte verspätete Pulse und Nachpulse. Verspätete Pulse entstehen, wenn eine große Anzahl an Sekundärelektronen auf die obersten Dynoden oder die Anode aufschlägt und dort die Emission von Photonen anregt, was man als 'Nachglimmen' bezeichnet. Diese Photonen treffen ggf. wieder auf die Kathode und sorgen damit für eine Rückkopplung, die PMT-Pulse im Abstand von einigen 10 ns bis 100 ns zum Hauptpuls produziert.

Eine weitere Ursache verspäteter Pulse können Photoelektronen sein, die an der ersten Dynode reflektiert und dann auf diese zurückbeschleunigt werden, so daß deren Pulsentwicklung verzögert wird.

Daneben kann die Elektronenlawine auch Restgase im Sekundärelektronenvervielfacher, wie Helium, ionisieren. Die positiven, schweren Atomrümpfe driften dann relativ träge zur Photokathode, wo sie Elektronen auslösen, die im Abstand von bis zu einigen Mikrosekunden zu Nachpulsen verstärkt werden.

Die Zeitdifferenzen zwischen Vor-, Haupt-, verspäteten und Nachpulsen sind von der PMT-Hochspannung und -Geometrie abhängig. Die Wahrscheinlichkeit für zeitkorrelierte PMT-Pulse steigt mit der Amplitude der einfallenden Lichtpulse.

### Rauschen

Selbst bei vollkommener Dunkelheit sind an der Anode ein Dunkelstrom bzw. Rauschpulse nachweisbar. Dieses PMT-Rauschen wird durch die Rauschrate quantifiziert und hat eine Vielzahl von möglichen Quellen:

- Ohm'sche Leckströme zwischen den Elektroden an der PMT-Basis- und -Glasoberfläche bilden bei niedrigen PMT-Hochspannungen/-Verstärkungen den Hauptanteil des Dunkelstromes. Neben Staub und Feuchtigkeit begünstigt Lötflußmittel diese Leckströme und produziert mitunter große Rauschpulse.
- Bei mittleren Hochspannungen/Verstärkungen dominiert die thermische Emission von Elektronen an der Kathode und den Dynoden das PMT-Rauschen. Eine besondere Rolle kommt dabei den Elektronen von der Kathode zu, da sie wie Photoelektronen verstärkt werden und Anodenpulse wie 1PE-Signale liefern (Abb. 4.9).

---

<sup>10</sup>FWHM - Full Width Half Maximum

Wie bei der Photoemission stammen diese Primärelektronen aus dem Valenzband des Kathodenmaterials. Ihre Flußdichte wird von der Richardson-Gleichung [WRI55]

$$j = \frac{4\pi emk^2 T^2}{h^3} \cdot \exp\left(-\frac{E_a + \frac{E_g}{2}}{kT}\right) \quad (4.4)$$

beschrieben und fällt demnach exponentiell mit der Temperatur  $T$  des Halbleiters ab, d.h. die Rauschrate aufgrund thermischer Emission kann durch die Kühlung des Photovervielfachers reduziert werden.

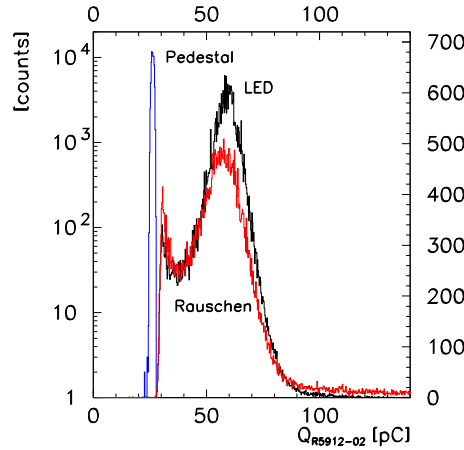


Abbildung 4.9: Vergleich des Ladungsspektrums des PMT-Rauschens und des 1PE-Spektrums aufgrund von schwachen LED-Lichtpulsen. Obwohl das PMT-Rauschen bei mittleren Hochspannungen/Verstärkungen sowie bei Raumtemperatur durch Pulse von der thermischen Emission von Elektronen dominiert wird, sind die beiden Spektren nicht identisch. Das Ladungsspektrum der Rauschpulse besitzt ein deutlich schlechteres  $P/V$ -Verhältnis ( $P/V_{\text{rausch}} = 1.9$  und  $P/V_{\text{LED}} = 2.6$ ) und einen deutlich höheren Anteil großen Ladungen, weil es beispielsweise durch Pulse von an den Dynoden emittierter Elektronen und durch Pulse von Teilchen der kosmischen Strahlung verunreinigt wird. Zudem müssen die Rauschpulse die ADC-Torzeit selbst starten und deshalb von einem Diskriminator mit endlicher Schwelle registriert werden (Abb. A.1), so daß das *Pedestal* zunächst verborgen bleibt und in einem gesonderten Schritt ermittelt werden muß. Um ein 1PE-Spektrum aufzunehmen empfiehlt sich deshalb eher eine schwache, gepulste Lichtquelle.

- Bei großen Hochspannungen/Verstärkungen entstehen lokal zum Teil so große elektrische Felder, daß es an Unebenheiten auf den Dynodenoberflächen zur Feldemission von Elektronen kommen kann. Diese Elektronen sind die Ursache von Rauschpulsen unterschiedlichster Größe und treten oft in Form von kurzfristigen Ausbrüchen auf.
- Teilchen der kosmischen Strahlung und aus radioaktiven Zerfällen von Verunreinigungen im PMT-Glas, wie  $^{40}\text{K}$ , tragen zudem unabhängig von der Hochspannung/Verstärkung zum PMT-Rauschen bei, indem sie im PMT-Glas Cherenkovlicht abstrahlen oder Szintillationslicht anregen.

Bevor man den Dunkelstrom bzw. die Rauschrate eines Photovervielfachers bestimmt, sollte der PMT einige Stunden oder gar Tage in Dunkelheit betrieben worden sein, da eine etwaige, vorherige Bestrahlung mit Licht die Photokathode so lange zur spontanen Emission von Elektronen anregen kann.

## 4.1 Die PMTs Hamamatsu R5912-02 und R7081-20

Um die passive elektrisch-analoge Pulsübertragung über das 2 km lange Kabel von einem Standard-OM bis ins Laborgebäude zu ermöglichen, muß dessen Photovervielfacher bei einer PMT-Verstärkung von  $\sim 10^9$  betrieben werden. Deshalb wird der 14-stufige Photovervielfacher Hamamatsu R5912-02 als Standard-PMT im AMANDA-Detektor eingesetzt.

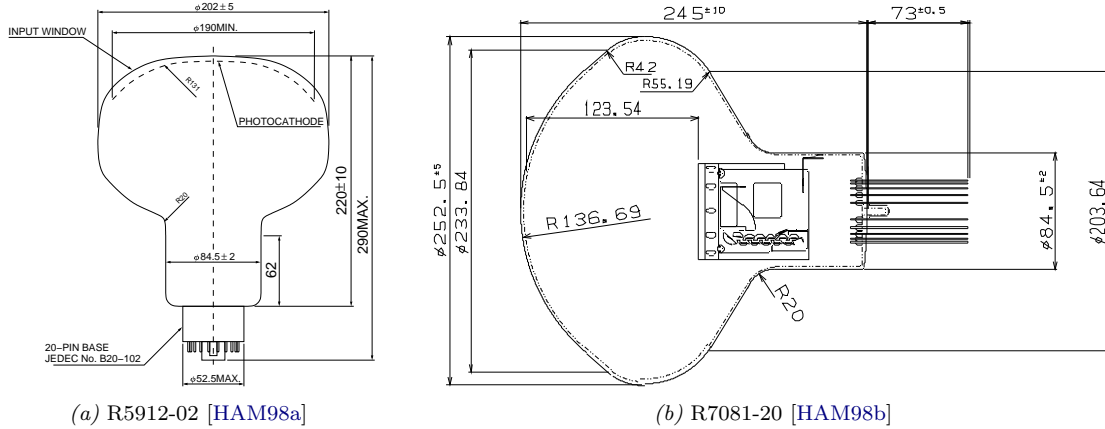


Abbildung 4.10: Dimensionen der Photovervielfacher Hamamatsu R5912-02 (Darstellung der Glas- bzw. Kathodenoberfläche verzerrt) und R7081-20

Dieser hemisphärische PMT hat eine Bialkali-Kathode mit einem effektiven Durchmesser von  $\geq 190$  mm (Abb. 4.10 (a)). Die spektrale Sensitivität der Kathode erstreckt sich von  $\sim 300$  nm bis  $\sim 650$  nm und erreicht bei 420 nm ein Maximum. Die Quanteneffizienz für Licht mit 390 nm Wellenlänge liegt bei  $\sim 22$  % (Abb. 4.3) (Tab. 4.1).

Neben der hohen Verstärkung von  $1 \cdot 10^9$  bei typisch 1700 VDC und der großen Kathodenfläche, waren das hohe  $P/V$ -Verhältnis ( $\sim 2.2$ ) und das geringe PMT-Rauschen ( $\lesssim 6$  kHz<sup>11</sup>) weitere wichtige Auswahlkriterien für diesen Photovervielfacher.

Demgegenüber umfaßt der lineare Bereich von etwa 70 mA jedoch nur ca. 60 % dessen von ähnlichen Photovervielfachern [ETL00] [PHO], was eine Folge seiner 'box-and-grid'-ähnlichen Dynodenstruktur sein dürfte.

Die PMT-Zeiteigenschaften, d.h. Transitzeit ( $\sim 68$  ns), die Zeitauflösung ( $\sim 2.8$  ns) und auch die Dauer der führenden Pulsflanke ( $\sim 4$  ns) (Abb. 4.11), sind für einen PMT dieser Größe normal und für den AMANDA-Detektor ausreichend.

In der Saison 1999/2000 wurden erstmals auch einige Optische Module mit dem Photovervielfacher Hamamatsu R7081-20 im Detektor installiert.

Dieser PMT unterscheidet sich eigentlich nur durch seine größeren Ausmaße vom R5912-02, so daß sich dessen effektiver Kathodendurchmesser auf  $\sim 220$  mm vergrößert (Abb. 4.10 (b)). Parallel dazu steigt aber auch die Rauschrate auf  $\lesssim 9$  kHz, die Transitzeit auf  $\sim 78$  ns und die Streuung der Transitzeit auf  $\sim 3.3$  ns (Tab. 4.1).

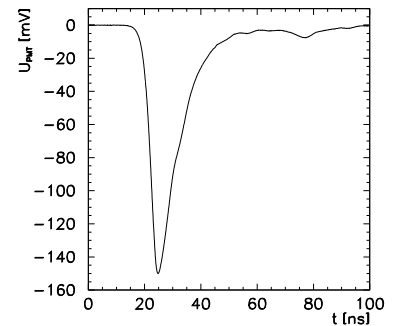


Abbildung 4.11: 1PE-Puls des PMT Hamamatsu R5912-02

<sup>11</sup>In der Praxis liegt die Rauschrate weit unterhalb dieses Nennwertes. Bei  $-40$  °C sind nach einigen Tagen in Dunkelheit  $\lesssim 300$  Hz möglich.



EIGENSCHAFT	PMT R5912-02	PMT R7081-20
SPEKTRALE SENSITIVITÄT [nm]	300 ... 650	
MAXIMALE SENSITIVITÄT [nm]	420	
QUANTENEFFIZIENZ BEI 390 nm [%]	22	25
KATHODENMATERIAL	Bialkali	
EFFEKTIVER DURCHMESSER [mm]	190	220
DYNODENSTRUKTUR	'box & line'	
#DYNODEN	14	
VERSTÄRKUNG	$1 \cdot 10^9$ bei 1700 VDC	
$P/V$ -VERHÄLTNIS	2.2	2.5
LINEARITÄT ( $\pm 5$ %) [mA]	70	
FÜHRENDE PULSFLANKE [ns]	4	4.5
TRANSITZEIT [ns]	68	78
ZEITAUFLÖSUNG [ns]	2.8	3.3
VORPULSE [%]	0.3 (4 ns ... 20 ns)	1 (10 ns ... 100 ns)
VERSÄTETE PULSE [%]	1.5 (8 ns ... 60 ns)	1.5 (25 ns ... 100 ns)
NACHPULSE [%]	2 (100 ns ... 16 $\mu$ s)	2 (100 ns ... 16 $\mu$ s)
RAUSCHRATE [kHz]	6	9

Tabelle 4.1: Eigenschaften der Photovervielfacher Hamamatsu R5912-02 und R7081-20 [HAM98a] [HAM98b]

Als PMT-Basis empfiehlt Hamamatsu einen passiven, iterativ-progressiven Spannungsteiler mit etwa 4 M $\Omega$  Gesamtwidestand (Abb. 4.12), so daß dessen Leistungsaufnahme bei 1700 VDC bereits  $\sim 750$  mW beträgt.

## 4.2 Die PMT-Basis ISEG PHQ 5912

In den neuen Technologien dAOM und DOM werden die Optischen Module nicht mehr mit einer Hochspannung (HV) versorgt, weshalb in diesen eine PMT-Basis mit integrierter, positiver HV-Quelle verwendet werden sollte. Daneben sollte die Leistungsaufnahme der Basis deutlich reduziert werden und die Möglichkeit bestehen, nicht nur die Anodenspannung  $U_A$ , sondern auch die Hochspannung an der ersten Dynode  $U_1$  zu kontrollieren.

Obwohl im dAOM und im DOM der PMT bei wesentlich kleineren Verstärkungen/Hochspannungen betrieben wird, werden darin ebenfalls die 14-stufigen Photovervielfacher Hamamatsu R5912-02 und R7081-20 eingesetzt - die 10- bzw. 12-stufige Version dieser Photovervielfacher wäre dafür günstiger.

Eine Folge der reduzierten Hochspannung ist, daß die Spannung an der ersten Dynode  $U_1$  nicht mehr ausreicht, um eine ähnlich hohe Sammeleffizienz und 1PE-Auflösung wie bei der spezifizierten Betriebsspannung<sup>12</sup> zu erreichen, so daß man versuchen wollte, diese je nach PMT-Verstärkung/-Hochspannung<sup>13</sup> über eine individuelle Variation von  $U_1$  wieder anzuheben<sup>14</sup>.

<sup>12</sup> $U_A$  gleich 1700 VDC

<sup>13</sup>Die benötigte PMT-Verstärkung/-Hochspannung war z. Zt. der Entwicklung der PMT-Basis noch nicht spezifiziert, sonst hätte man ggf. auch nur die Widerstandsverhältnisse des Spannungsteilers ändern können.

<sup>14</sup>Zudem liegen, selbst wenn der PMT bei 1700 VDC betrieben wird, nur  $\sim 460$  VDC an der ersten Dynode an. Nach Abb. 4.6 zeigt die Sammeleffizienz dann immer noch eine Variation mit der Spannung  $U_1$ . Verschiedene Photovervielfacher erreichen aber i.a. nur bei unterschiedlichen Hochspannungen eine gemeinsame PMT-Verstärkung, so daß damit auch deren Sammeleffizienzen variieren. Die Möglichkeit die Hochspannung  $U_1$  zu kontrollieren, würde

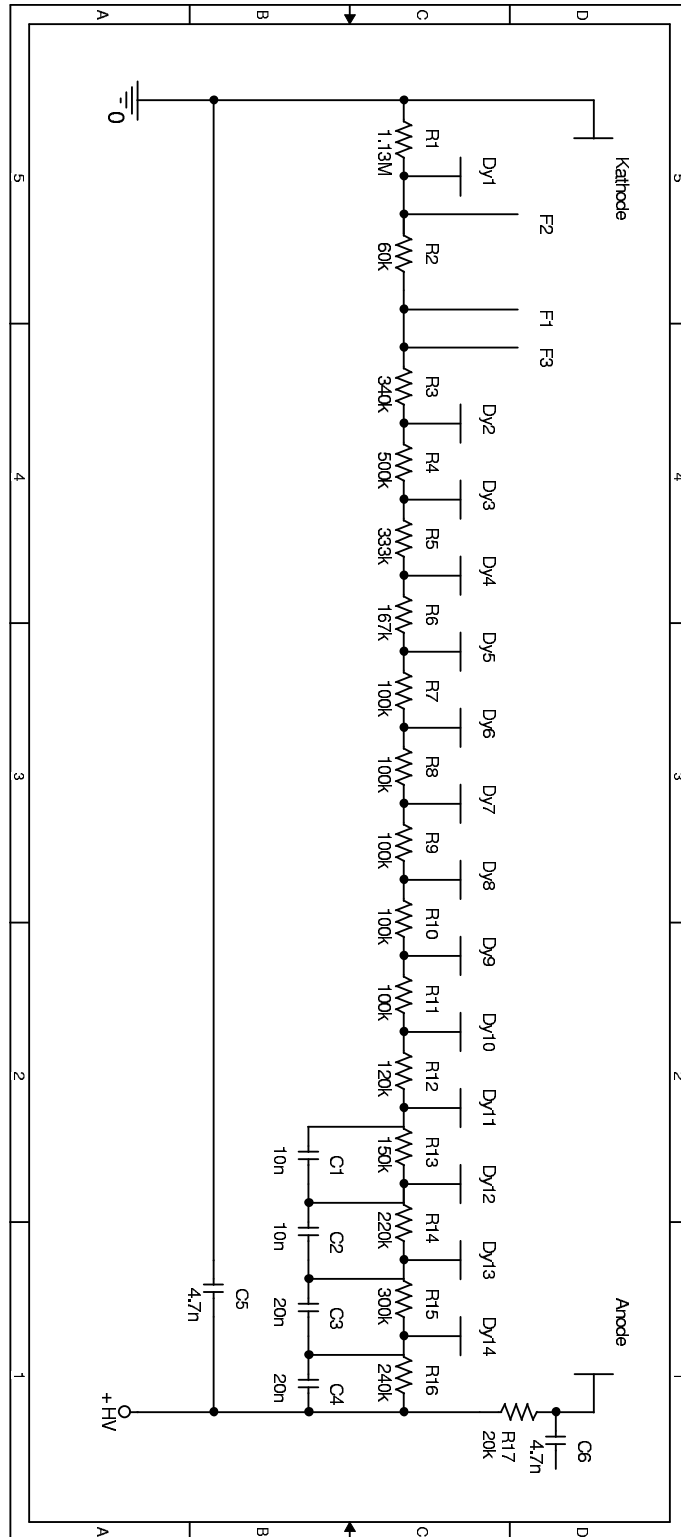


Abbildung 4.12: Schaltplan der Standardbasis für die Photovervielfacher Hamamatsu R5912-02 und R7081-20 [HAM98a] [HAM98b]



Anodenspannung $U_A$		0 ... 2100 VDC
Arbeitsbereich ( $U_{1A} > U_1$ ) einstellbar durch:		
Spannung zwischen Kathode und Dynode 1: $U_1$		400 ... 800 VDC
Spannung zwischen Dynode 1 und Anode: $U_{1A}$		700 ... 1300 VDC
Stabilität $\Delta u_A$		$< 1 \cdot 10^{-4}$
Temperaturkoeffizient $T_k$		$< 5 \cdot 10^{-5}$
Welligkeit		$< 10 \text{ mV}_{p-p}$
Widerstand $R_B$		100 M $\Omega$
Gesamtverlustleistung $P_V$		140 mW bei $U_A = 2100 \text{ VDC}$ 100 mW bei $U_A = 1600 \text{ VDC}$
Versorgungsspannungen		$\pm 5 \text{ VDC}$
analoge Steuerspannungen	$U_{1,set}$	0.4 ... 0.8 VDC
	$U_{1A,set}$	0.7 ... 1.3 VDC
analoge Monitorspannungen	$U_{1,mon}$	0.4 ... 0.8 VDC
	$U_{1A,mon}$	0.7 ... 1.3 VDC
Steuersignal	HV on (Eingang, TTL)	<i>high</i> oder offen = HV aus
Monitorsignal	HV error (Ausgang, TTL)	<i>high</i> = HV Fehlfunktion
Betriebstemperatur		-40 ... 85 °C
Feuchtigkeitsschutz		HumiSeal Schutzlack
Dimension: $\varnothing$ , Höhe		typ. 8 cm, max. 1.8 cm
Überwachung der Regelkreise und der Versorgungsspannungen, Leistungsbegrenzung		

Tabelle 4.2: Technische Daten der PMT-Basis PHQ 5912 [ISE99]

Entwurfes tritt ein solches 'Nachschwingen' nur schwach auf und deswegen wurden diese Widerstände durch einfache Brücken ersetzt, womit kleinere Pulsbreiten erreicht werden.

#### 4.2.2 Verhalten bei tiefen Temperaturen

Um den Betrieb der PMT-Basis PHQ 5912 auch bei tiefen Temperaturen garantieren zu können, wurden fünf Prototypen bei -40 °C getestet, indem sie mehrfach erst abgekühlt, dann betrieben und wieder aufgetaut wurden (Tab. 4.3).

ZYKLUS	ANZAHL	AUSFÄLLE
15 °C $\xrightarrow{10 \text{ h}}$ -40 °C, einige Tage Betrieb, -40 °C $\xrightarrow{10 \text{ h}}$ 15 °C	5 Basen 10 Zyklen	0
15 °C $\xrightarrow{10 \text{ h}}$ -40 °C, eine Stunde Betrieb, -40 °C $\xrightarrow{10 \text{ h}}$ 15 °C	5 Basen 30 Zyklen	0
15 °C $\xrightarrow{15 \text{ min.}}$ -30 °C, einige Minuten Betrieb + Abkühlen auf -40 °C, -40 °C $\xrightarrow{15 \text{ min.}}$ 15 °C	5 Basen max. 5 Zyklen	1

Tabelle 4.3: Verlauf des Temperaturtests der PMT-Basis PHQ 5912

Wenn auch die kurze Entwicklungszeit keine Tests erlaubte, die die langjährige Funktionstüchtigkeit der Basen hätte sichern können, wurde so zumindest die besonders hohe Beanspruchung während des Einfrierens simuliert. Temperaturänderungen belasten Bauteilgehäuse und auch Löt-

stellen thermo-mechanisch, da sich verschiedene Materialien i.a. unterschiedlich mit der Temperatur ausdehnen bzw. mit ihr schrumpfen. Als Folge davon können Haarrisse entstehen, denen häufig Leckströme, Kurzschlüsse oder Leitungsbrüche folgen.

Zudem hatte der Autor zuvor mit anderen Hochspannungsquellen die Erfahrung gemacht, daß diese Geräte nur dann bei  $-40\text{ }^{\circ}\text{C}$  funktionierten, wenn sie während des Einfrierens auch betrieben worden waren.

Insgesamt wurden die Basen in über 200 Zyklen getestet, und obwohl sie erst bei  $-40\text{ }^{\circ}\text{C}$  an die Versorgungsspannung angeschlossen wurden, funktionierten sie nahezu problemlos. Nur eine Basis wurde beschädigt, als sie in nur 15 Minuten abgekühlt wurde.

Eine so kurze Abkühlzeit ist jedoch in der Praxis kaum zu erwarten, da kein Optisches Modul so schnell einfriert.

Dennoch wurden einige kurze Zyklen durchgeführt, um in kurzen Iterationen die Ursache für ein Oszillieren der Hochspannung zu finden. Diese Instabilität trat nur bei manchen Basen unterhalb von  $-35\text{ }^{\circ}\text{C}$  auf, weil aufgrund der Temperaturänderung die Kennwerte einiger Komponenten von ihren Nennwerten abwichen. Obwohl diese Schwankungen noch innerhalb der Spezifikation lagen, reichten sie aus, den Regelkreis der Hochspannung in Schwingung zu versetzen (Abb. 4.14 (a)).

Nach der Redimensionierung dieses Regelkreises lieferten alle Basen unabhängig von der Betriebstemperatur eine konstante Hochspannung (Abb. 4.14 (b)).

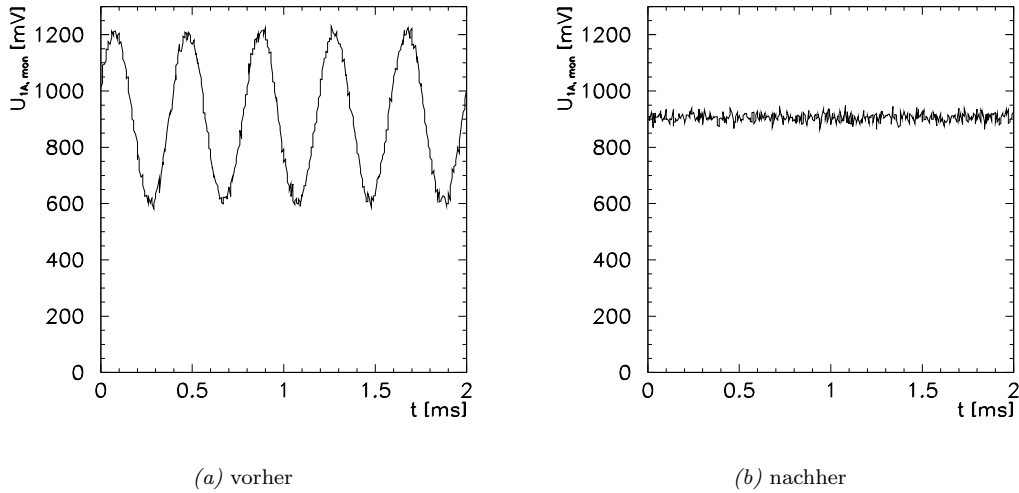


Abbildung 4.14: Stabilität der Hochspannung bei  $-40\text{ }^{\circ}\text{C}$  am Beispiel der Spannung  $U_{1A,mon}$ . vor und nach der Redimensionierung des HV-Regelkreises

### 4.2.3 PMT-Verstärkung, $P/V$ -Verhältnis und 1PE-Auflösung

Der Zusammenhang zwischen der PMT-Verstärkung  $\mu$  und der Hochspannung  $U_A$  wurde sowohl für einen Photovervielfacher Hamamatsu R7081-20 als auch für dessen kleinere Ausführung R5912-02 überprüft. Zum Vergleich unterschiedlicher Basen wurden diese PMTs mit einer Standardbasis<sup>16</sup>, der PMT-Basis ISEG PHQ 5912 und einer AMANDA-Basis mit Hochspannungen zwischen 1100 VDC und 1800 VDC versorgt. Bei den verschiedenen Hochspannungen wurden dann 1PE-Spektren gemessen, und die PMT-Verstärkungen aus deren mittleren 1PE-Ladung be-

<sup>16</sup>Diese Basis wurde gemäß der Spezifizierung nach Abbildung 4.12 gebaut.

stimmt<sup>17</sup>.

Wie erwartet liegen die Messwerte von Hochspannung und PMT-Verstärkung in doppeltlogarithmischer Darstellung auf Geraden, die für die verschiedenen Basen parallel zueinander verschoben sind (Abb. 4.15 (a)) (Abb. 4.15 (c)). Unterhalb von  $\mu \lesssim 5 \cdot 10^7$  fällt die PMT-Verstärkung allerdings häufig unter diese Geraden ab, weil dann der exponentielle Anteil des 1PE-Spektrums vom *Pedestal* und der 1PE-Verteilung größtenteils verdeckt wird und die Anpassung einer Funktion nach Gleichung A.5 zum Teil nur unzureichend funktioniert. Zudem sind diese PMT-Verstärkungen aber auch etwa 20 mal kleiner als die von Hamamatsu spezifizierte, so daß eine vollständige Verstärkung der Lichtsignale nicht mehr gewährleistet werden kann.

Während die Geraden der Standardbasis und der ISEG-Basis sehr nahe beieinander liegen, ist die der AMANDA-Basis weit davon entfernt, d.h. bei gleicher Hochspannung erreicht der PMT mit der AMANDA-Basis nur eine deutlich kleinere PMT-Verstärkung als mit den beiden anderen Basen. Die AMANDA-Basis stammt von den Optischen Modulen im AMANDA-B10-Detektor. Bei dieser Basis wurde u.a. der Kondensator C5 (Abb. 4.12) entfernt, um eine steilere führende Pulsflanke zu erhalten, was jedoch die PMT-Verstärkung reduziert.

Bei der ISEG-Basis kann neben der Hochspannung an der Anode  $U_A$  auch das Verhältnis der Spannung an der ersten Dynode  $U_1$  zu  $U_A$  variiert werden. Für die Messreihen an Abbildung 4.15 (a) und 4.15 (c) wurde  $U_1/U_A = 27\%$  gewählt, was auch dem Verhältnis dieser Spannungen auf der Standardbasis entspricht. Weitere Messreihen des Photovervielfachers R7081-20 mit ISEG-Basis und  $U_1/U_A$  gleich 27 % bis 30 % sind in Abbildung 4.15 (b) dargestellt.

Wie bei den Messreihen für unterschiedliche PMT-Basen liegen die Wertepaare von Spannung und Verstärkung für verschiedene Spannungsverhältnisse auf parallelen Geraden im  $\log(\mu)$ - $\log(U_A)$ -Diagramm. Je größer das Verhältnis  $U_1/U_A$  ist, desto kleiner wird die PMT-Verstärkung. Beispielsweise liegt die Gerade für  $U_1/U_A = 30\%$  unter der für  $U_1/U_A = 29\%$ .

Selbst wenn man den Photovervielfacher und die Basis auf  $-40\text{ }^\circ\text{C}$  abkühlt, bleibt die Steigung der Geraden gleich (Abb. 4.15 (c)). Allerdings steigt die PMT-Verstärkung  $\mu$  dann an, unabhängig davon welche Basis verwendet wird<sup>18</sup> und welche Hochspannung  $U_A$  eingestellt ist.

Abbildung 4.15 (d) zeigt wie sich die Verstärkung eines PMT's R5912-02 mit ISEG-Basis ändert, wenn man beide bei fester Hochspannung  $U_A = 1490\text{ VDC}$  von einer Temperatur  $T = -40\text{ }^\circ\text{C}$  wieder auf die Raumtemperatur aufwärmt. Die PMT-Verstärkung fällt fast linear von  $\mu \approx 2.4 \cdot 10^8$  mit ca.  $-7.5 \cdot 10^5\text{ }^\circ\text{C}^{-1}$  auf  $\mu \approx 2 \cdot 10^8$  ab.

Insgesamt sind die Steigungen der Geraden<sup>19,20</sup>  $\log(\mu) = kn \cdot \log(U_A) + c$  unabhängig von der PMT-Größe, -Basis und -Temperatur. Aus den Messreihen mit dem PMT R7081-20 erhält man als Mittelwert  $\langle kn \rangle = 9.930$ , genauso wie aus denen mit dem PMT R5912-02. Bei  $T = -40\text{ }^\circ\text{C}$  beträgt  $kn$  ebenfalls 9.93.

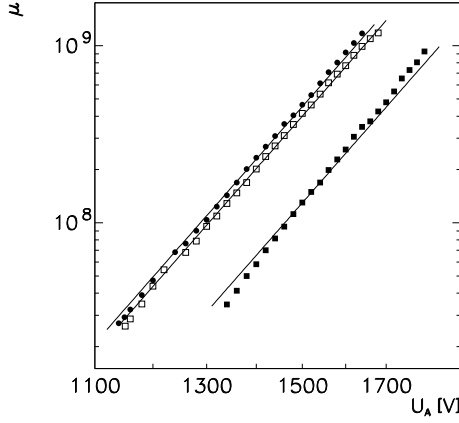
So wie die PMT-Verstärkung, steigt auch das  $P/V$ -Verhältnis mit der PMT-Hochspannung an, weil dadurch auch Photoelektronen von den Randgebieten der Kathode genauer auf die erste Dynode fokussiert werden. Dies bedeutet, daß die Sammeleffizienz  $\alpha$  wächst, wodurch der Anteil der unvollständig verstärkten 1PE-Pulse gegenüber dem der vollständig verstärkten abnimmt. Zudem steigt die Verstärkung an der ersten Dynode an, so daß sich die 1PE-Auflösung  $\Delta_{1PE}$  verbessern sollte.

<sup>17</sup>Dabei wurden, wie auch im weiteren, alle Ladungen und Spannungen auf etwaige, zusätzliche Kabeldämpfungen im Messaufbau korrigiert.

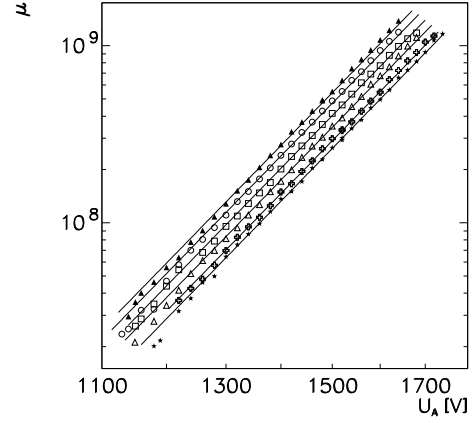
<sup>18</sup>Dieses Phänomen wurde auch mit einer Standardbasis beobachtet, aber nur qualitativ überprüft.

<sup>19</sup>Diese Geraden wurde an Messwerte mit  $\mu \gtrsim 5 \cdot 10^7$  angepasst und dann zu kleinere PMT-Verstärkungen hin verlängert.

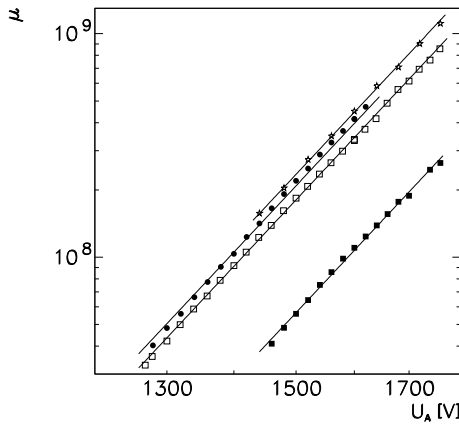
<sup>20</sup> $kn$  und  $c$  sind freie Parameter.



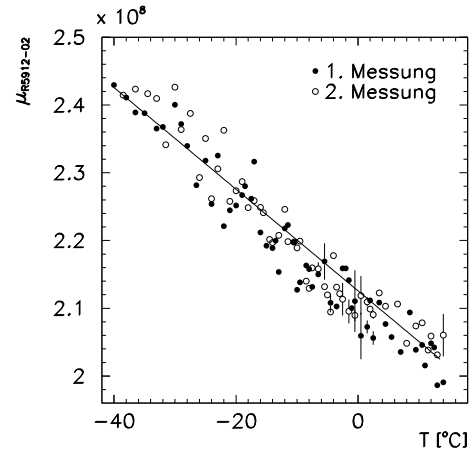
(a) R7081-20:  $\mu$  gegen  $U_A$  mit einer Standardbasis (●), der ISEG-Basis (□) und einer AMANDA-Basis (■)



(b) R7081-20:  $\mu$  gegen  $U_A$  mit der ISEG-Basis und  $U_1/U_A$  gleich 25 % (▲), 26 % (◦), 27 % (□), 28 % (△), 29 % (+) und 30 % (★)

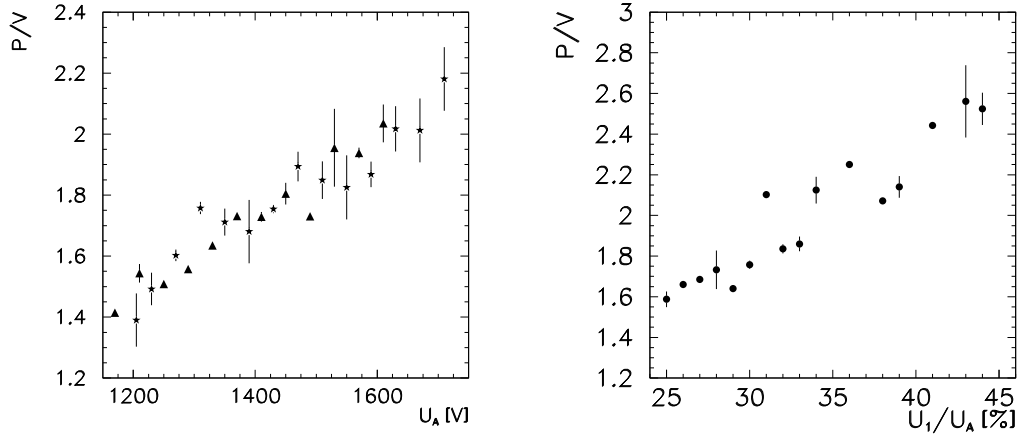


(c) R5912-02:  $\mu$  gegen  $U_A$  mit einer Standardbasis (●), der ISEG-Basis (□)(★ für  $T = -40$  °C) und einer AMANDA-Basis (■)



(d) R5912-02:  $\mu$  gegen  $T$  mit der ISEG-Basis und  $U_1/U_A$  gleich 27 %

Abbildung 4.15: Zusammenhang zwischen der Verstärkung  $\mu$  und der Hochspannung  $U_A$  des Photovervielfachers Hamamatsu R7081-20 sowie R5912-02 mit einer Standardbasis, der ISEG-Basis und einer AMANDA-Basis (a)(b)(c). (d) zeigt, wie die Verstärkung des PMT's R5912-02 mit ISEG-Basis bei fester Hochspannung mit der steigenden Temperatur  $T$  fällt.



(a)  $P/V$ -Verhältnis gegen  $U_A$  mit  $U_1/U_A$  gleich 25 % ( $\blacktriangle$ ) und 30 % ( $\star$ )

(b)  $P/V$ -Verhältnis gegen  $U_1/U_A$

Abbildung 4.16: Zusammenhang zwischen dem  $P/V$ -Verhältnis und der Hochspannung  $U_A$  des Photovervielfachers Hamamatsu R7081-20 mit der ISEG-Basis und Spannungsverhältnis  $U_1/U_A$  gleich 25 % sowie 30 % (a). (b) zeigt, wie das  $P/V$ -Verhältnis des PMT's bei fester Verstärkung mit dem Spannungsverhältnis  $U_1/U_A$  steigt.

Abbildung 4.16 (a) stellt den Zusammenhang zwischen dem  $P/V$ -Verhältnis und der Hochspannung  $U_A$  eines Photovervielfachers Hamamatsu R7081-20 mit Basis PHQ 5912 und Spannungsverhältnis  $U_1/U_A$  gleich 25 % sowie 30 % dar.

Die Hochspannung  $U_A$  wurde zwischen 1170 VDC und 1710 VDC variiert, so daß das  $P/V$ -Verhältnis von  $\sim 1.4$  um das 1.6-fache auf  $\sim 2.2$  anwächst.

Es scheint als wäre das  $P/V$ -Verhältnis vom Spannungsverhältnis  $U_1/U_A$  unabhängig, da sich die Messwerte der beiden Messreihen im selben Bereich des Diagramms wiederfinden. Allerdings muß man berücksichtigen, daß der PMT bei einer festen Hochspannung mit  $U_1/U_A = 25$  % eine höhere Verstärkung als bei  $U_1/U_A = 30$  % hat. Damit sollte das  $P/V$ -Verhältnis bei fester PMT-Verstärkung mit dem Spannungsverhältnis  $U_1/U_A$  ansteigen.

Dies wurde überprüft, indem für  $U_1/U_A$  zwischen 25 % und 45 % die Hochspannung des Photovervielfacher so eingestellt wurde, daß die PMT-Verstärkung konstant  $6 \cdot 10^7$  blieb<sup>21</sup>. Wie mit der Hochspannung  $U_A$  steigt das  $P/V$ -Verhältnis auch mit dem Spannungsverhältnis  $U_1/U_A$  deutlich an (Abb. 4.16 (b)).

Demgegenüber ist die 1PE-Auflösung  $\Delta_{1PE}$  nahezu unabhängig von der Hochspannung des Photovervielfachers. Selbst wenn man  $U_A$  von 1170 VDC auf 1710 VDC erhöht, verbessert sich  $\Delta_{1PE}$  nur von 39 % um das 1.1-fache auf 35 % (Abb. 4.17).

Normalerweise steigt die 1PE-Auflösung mit dem Emissionsverhältnis der ersten Dynode  $\delta_1$  an. Nach [PHO] erreicht das Emissionsverhältnis der Bialkali-Verbindung SbKCs aber schon bei etwa 300 VDC seine Grenzspannung, woraufhin der Anstieg von  $\delta_1$  für noch größere Spannungen stagniert. Demnach sollte sich  $\delta_1$  ab einer Hochspannung  $U_A \approx 1200$  VDC tatsächlich nur noch schwach verbessern, vorausgesetzt das Dynodenmaterial des PMT's ähnelt SbKCs oder CuBeO(Cs).

Damit würde also das  $P/V$ -Verhältnis in Abbildung 4.16 (b) hauptsächlich wegen der erhöhten

<sup>21</sup> $\mu \approx 6 \cdot 10^7$  wurde anstatt  $\mu \approx 4 \cdot 10^7$  gewählt, um die 1PE-Verteilung stärker vom *Pedestal* zu trennen und das  $P/V$ -Verhältnis besser bestimmen zu können.



Sammeleffizienz  $\alpha$  ansteigen.

Eine ähnlich schwachen Zusammenhang zwischen der 1PE-Auflösung und der Hochspannung erhalten auch C. Arpesella et al. für einen PMT Hamamatsu R5912-02 [ARP97]. Die 1PE-Auflösung dieses Photovervielfachers verbessert sich von  $\Delta_{1PE}(1150 \text{ VDC}) \approx 32 \%$  auf  $\Delta_{1PE}(1450 \text{ VDC}) \approx 27 \%$ , falls der PMT von einem  $\mu$ -Metallkäfig abgeschirmt wird. Ohne diese Abschirmung kann sich  $\Delta_{1PE}$  jeweils um bis zu 6 % verschlechtern.

Während keiner der hier vorgestellten Messungen wurden die Photovervielfacher durch einen solchen  $\mu$ -Metallkäfig vom Magnetfeld abgeschirmt.

Obwohl sich das  $P/V$ -Verhältnis mit einem größeren Spannungsverhältnis  $U_1/U_A$  steigern läßt, wurde im weiteren stets  $U_1/U_A \approx 27 \%$  eingestellt, da man die Ergebnisse so mit denen einer Standardbasis vergleichen kann. Zudem sollte man, bevor ein großes Verhältnis  $U_1/U_A$  gewählt wird, auch dessen Einfluß auf die Zeitauflösung und die Linearität testen. Die Linearitätsgrenze des Photovervielfachers könnte z.B. fallen, da der Einfluß von Raumladungen im Sekundärelektronenvervielfacher wächst.

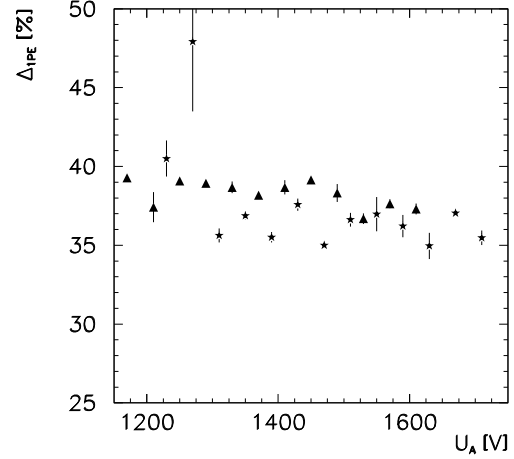


Abbildung 4.17: Zusammenhang zwischen der 1PE-Auflösung  $\Delta_{1PE}$  und der Hochspannung  $U_A$  des Photovervielfachers Hamamatsu R7081-20 mit der ISEG-Basis und Spannungsverhältnis  $U_1/U_A$  gleich 25 % ( $\blacktriangle$ ) sowie 30 % ( $\star$ )

#### 4.2.4 Linearität

Häufig wird von einem linearen Zusammenhang der Größen  $\log(\mu)$  und  $\log(U_A)$  auf die Linearität eines Photovervielfachers bei fester PMT-Verstärkung  $\mu$  bzw. Hochspannung  $U_A$  geschlossen. Dabei nimmt man an, daß, wenn PMT und Basis bei einem kleinen Lichtpuls und einer hohen Verstärkung alle Sammeleffizienzen und Emissionsverhältnisse aufrecht halten können, so daß  $\mu$  noch der Gleichung 4.1 folgt, dies auch bei einem großen Lichtpuls und niedriger Verstärkung möglich ist.

Nach Abb. 4.15 würde man also annehmen, daß die Pulsladung des Photovervielfachers Hamamatsu R5912-02 mit PMT-Verstärkung  $4 \cdot 10^7$  von etwa  $4 \cdot 10^7 \cdot e = 6.4 \text{ pC}$  bis größer  $1 \cdot 10^9 \cdot e = 160 \text{ pC}$  proportional zur Lichtintensität sein sollte.

Diese Annahme ist jedoch nur bedingt richtig:

1. Während der Messung der hohen PMT-Verstärkung von  $1 \cdot 10^9$  verläßt nur ein Photoelektron die Kathode und wird auf  $1 \cdot 10^9$  Elektronen verstärkt, wohingegen während der Linearitätsmessung bei der niedrigen PMT-Verstärkung von  $4 \cdot 10^7$  ca. 25 Photoelektronen vervielfacht werden, d.h. die Ladungsentwicklung im Sekundärelektronenvervielfacher verläuft flacher und die vorderen Dynoden werden stärker belastet.
2. Bei der hohen Anodenspannung  $U_A \approx 1800 \text{ VDC}$  sind die elektrischen Felder zwischen den Dynoden größer als bei der niedrigen  $U_A \approx 1300 \text{ VDC}$ , so daß die Trajektorien der Sekundärelektronen weniger von möglichen Raumladungen gestört werden und die Sammeleffizienzen deswegen nahezu maximal bleiben.

Deshalb wurde die Linearität des Photovervielfachers Hamamatsu R5912-02 mit PMT-Basis ISEG PHQ R5912 bei der vorraussichtlichen PMT-Verstärkung im dAOM  $\mu \approx 4 \cdot 10^7$  überprüft

und damit getestet, ob die zusätzlichen Stromquellen an den oberen drei Dynoden ausreichend große Ströme liefern, die Spannungen dort zu stützen, bzw. ob die übrigen Dynoden vom Strom im Spannungsteiler ausreichend versorgt werden<sup>22</sup>.

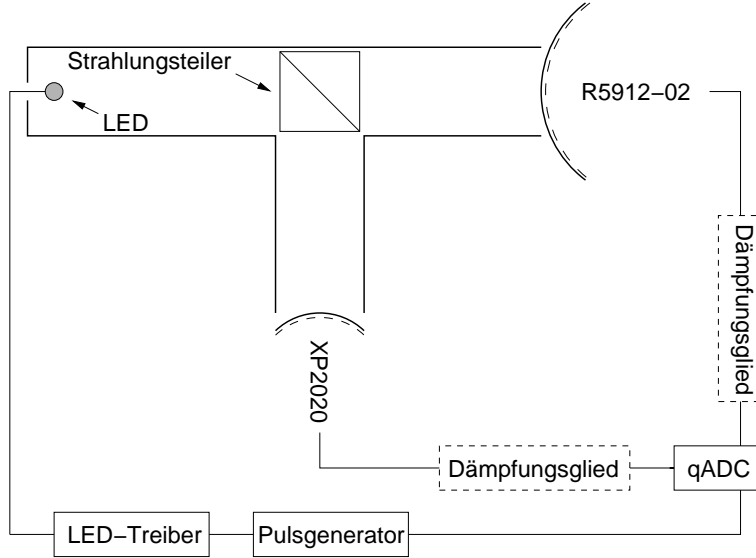


Abbildung 4.18: Vereinfachter Aufbau zur Linearitätsmessung

Im Verlauf der Linearitätsmessung wurden die  $\sim 10$  ns langen Lichtpulse einer blauen LED Nichia NSPB 500 parallel von einem PMT Phillips XP2020 mit ca.  $2 \cdot 10^7$  Verstärkung und dem PMT Hamamatsu R5912-02 nachgewiesen, indem sie durch einen Strahlungsteiler auf beide PMTs gelenkt wurden (Abb. 4.18)<sup>23</sup>. Die Wiederholungsrate der Lichtpulse betrug  $\mathcal{O}(1 \text{ kHz})$ .

Die Intensität der Lichtpulse wurde über den LED-Strom variiert und dann jeweils die mittlere Ladung der PMT-Pulse  $Q_{R5912-02}$  und  $Q_{XP2020}$  mit einem qADC bestimmt.

Während die Ladung  $Q_{R5912-02}$  die eigentliche gefragte Meßgröße war, wurde  $Q_{XP2020}$  als Maß für die tatsächlich registrierte Lichtmenge angenommen, da die Linearitätsgrenze des Photovervielfachers XP2020 bei  $\sim 280 \text{ mA}$  liegt [PHO] und deshalb die Pulsladung  $Q_{XP2020}$  bis mindestens  $1000 \text{ pC}$  proportional zur Lichtintensität sein sollte.

Die Linearität des R5912-02 wurde darauf folgend aus den Wertepaaren  $(Q_{XP2020}, Q_{R5912-02})$  ermittelt. Dazu wurde an die Messwerte eine teils lineare, teils logarithmische Funktion angepaßt (Abb. 4.19 (a)). Der lineare Anteil dieser Funktion beschreibt dabei nicht nur wie die Ladung  $Q_{R5912-02}$  unterhalb  $Q_{XP2020} \approx 240 \text{ pC}$  anwächst, sondern auch wie sie sich im ideal-linearen Fall weiter entwickelt hätte, so daß man aus den tatsächlichen Werten  $Q_{R5912-02}$  und dieser Vorhersage die Nicht-Linearität des R5912-02 berechnen kann (Abb. 4.19 (b)).

Die Linearitätsgrenze des R5912-02 mit ISEG-Basis ist bei einer Verstärkung von  $\sim 4 \cdot 10^7$  gleich  $550 \text{ pC}$ , was einem Strom von ca.  $55 \text{ mA}$  entspricht und damit  $15 \text{ mA}$  unterhalb der Spezifikation liegt (Tab. 4.1).

Der reduzierte lineare Bereich kann allerdings nicht auf die PMT-Basis zurückgeführt werden, denn auch bei den größten Lichtintensitäten blieben die Spannungen an den Dynoden nahezu konstant. Vielmehr dürfte die niedrige PMT-Verstärkung/-Hochspannung die Ursache dafür sein, da der Einfluß von Raumladungen bei  $\mu \approx 4 \cdot 10^7$  vermutlich größer als bei der spezifizierten

<sup>22</sup>Leider stand dazu keine geeichte Lichtquelle, wie z.B. ein konstant gepulster, blau-grüner Laser mit einem Satz geeichter Filter zur Variation der Lichtintensität, zur Verfügung. Der improvisierte Messaufbau war kaum geeignet, den tatsächlichen linearen Bereich des Photovervielfachers genau zu bestimmen, so daß dessen Linearitätsgrenze damit nur abgeschätzt werden konnte.

<sup>23</sup>Die Photokathode des R5912-02 wurde nur im Zentralbereich ( $\varnothing \approx 7 \text{ cm}$ ) beleuchtet.

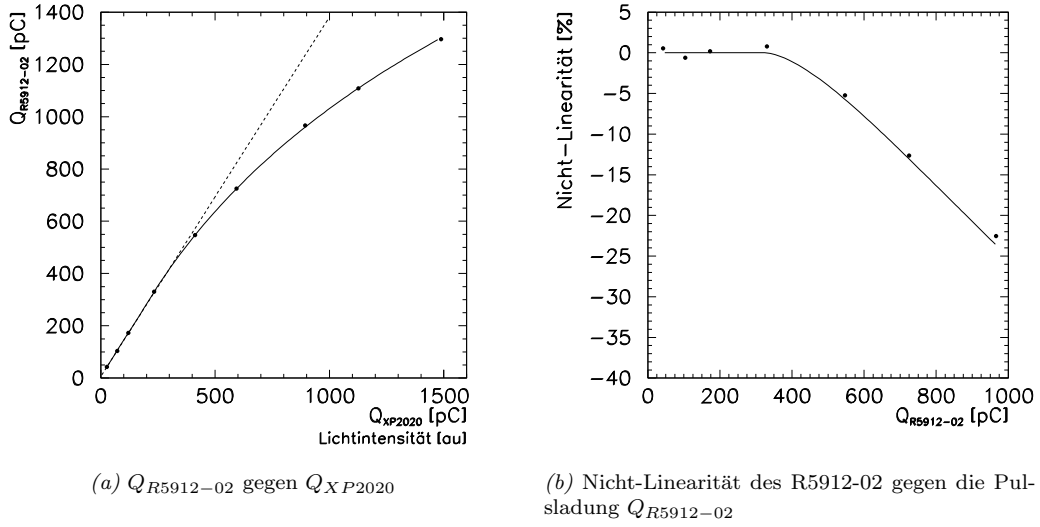


Abbildung 4.19: Zusammenhang zwischen den Pulsladungen der Photovervielfacher Hamamatsu R5912-02 ( $Q_{R5912-02}$ ) und Phillips XP2020 ( $Q_{XP2020}$ ) (a) und die Nicht-Linearität des R5912-02 mit PMT-Basis PHQ 5912 bei einer Verstärkung von  $\sim 4 \cdot 10^7$  (b).

PMT-Verstärkung von  $1 \cdot 10^9$  ist.

Zudem wurde für diese Messung ein alter PMT R5912-02 verwendet, der schon in zahlreichen Messungen benutzt und zudem zeitweise hellem Tageslicht ausgesetzt war. Insgesamt verhielt sich dieser PMT jedenfalls schlechter als andere PMTs vom gleichen Typ.

Demnach umfaßt der lineare Signalbereich des Photovervielfachers Hamamatsu R5912-02 mit ISEG-Basis bei einer Verstärkung von  $4 \cdot 10^7$  mindestens 85 PE, falls man eine Nicht-Linearität von 5 % toleriert. Reicht eine Linearität von nur 90 % sind es sogar über 100 PE.

#### 4.2.5 Stabilität bei Doppelpulsen

Während die Messung der Linearität eines Photovervielfachers zu den Standardtests zählt, die alle PMT-Hersteller und viele PMT-Anwender durchführen, wird die Stabilität der Ladungen von Doppelpulsen nur selten untersucht.

Dabei stellen Doppelpulse ebenfalls hohe Ansprüche an den PMT und seine Basis:

In einem idealen Photovervielfacher würden Doppelpulse unabhängig von ihrem Zeitabstand  $\Delta t_{\text{Doppelpuls}}$  immer zur gleichen Pulsladung  $Q_1$  bzw.  $Q_2$  verstärkt, bis sie bei sehr kleinen Zeitdifferenzen in nur einen Puls mit Ladung  $Q_1 + Q_2$  übergehen würden.

Im realen PMT wird die Energie für die Verstärkung von den Pufferkondensatoren, dem Spannungsteiler und der Hochspannungsquelle bereitgestellt. Jede dieser Komponenten hat eine endliche Zeitkonstante und deshalb können die Pulsladungen  $Q_1$  und  $Q_2$  durchaus vom Zeitabstand  $\Delta t_{\text{Doppelpuls}}$  abhängen.

Daneben können bis zu einigen Mikrosekunden vergehen, bis auch der Photovervielfacher selbst nach einem Puls in seinen Grundzustand zurückkehrt.

Für den AMANDA-Detektor sind Messungen mit Doppelpulsen auch deshalb interessant, weil wegen der Streuung von Photonen im Eis, eigentlich zeitgleich emittierte Photonen meist in einzelnen Photonenpaketen an einem Optischen Modul eintreffen und der Photovervielfacher daraufhin nicht nur Doppelpulse, sondern auch ganze Pulszüge registriert.

Um die Stabilität der Ladungen von Doppelpulsen zu testen, wurde die gesamte Kathode des Photovervielfachers Hamamatsu R5912-02 mit PMT-Basis ISEG PHQ 5912 bei einer Verstärkung von  $4 \cdot 10^7$  mit zwei Lichtpulsen<sup>24</sup> im Zeitabstand  $\Delta t_{Doppelpuls}$  beleuchtet. Diese Lichtpulse wurden mit zwei unabhängigen, blauen Leuchtdioden Nichia NSPB 500 erzeugt.

Die Intensität der Lichtpulse wurde so eingestellt, daß in drei getrennten Messblöcken der Photovervielfacher unterschiedlich stark belastet wurde. Im ersten Messblock betrug die mittlere PMT-Pulsladung ca. 65 pC, im zweiten 100 pC und im dritten 130 pC.

Ein Messblock bestand jeweils aus drei Messreihen, in denen für Zeiten  $\Delta t_{Doppelpuls}$  zwischen 10 ns und 10  $\mu$ s die relativen Ladungen der Doppelpulse  $q_1$  und  $q_2$  bestimmt wurden.

Während der Messung befanden sich der PMT und die Leuchtdioden bei ca. -40 °C im Gefrierschrank. Um Störsignale von dessen Kühlaggregat zu vermeiden, wurde dieser für die Zeit einer Messreihe ausgeschaltet. Dadurch stieg jedoch während dieser Zeit die Temperatur im Kühlschrank um einige Grad an, woraufhin entweder die PMT-Verstärkung oder die Helligkeit der Leuchtdioden so beeinflusst wurde, daß die Pulsamplituden leicht anwuchsen. Deshalb wurden in jeder der Messreihen die Messungen zu unterschiedlichen Zeitabständen zufällig verteilt und später über die Werte von  $q_1$  und  $q_2$  der drei Messreihen gemittelt. Als Fehler wurden die Fehler dieser Mittelwerte angenommen.

Innerhalb einer Messreihe wurden die relativen Ladungen  $q_1$  und  $q_2$  zu jedem Abstand  $\Delta t_{Doppelpuls}$  in vier Schritten ermittelt:

1. Bestimmung der Ist-Werte von  $Q_1$  und  $Q_2$ :  
Beide Leuchtdioden wurden zur Zeit  $t_0$  im Abstand  $\Delta t_{Doppelpuls}$  getrieben und die Pulsladungen  $Q_{1,ist}$  und  $Q_{2,ist}$  zu den Zeiten  $t_0$  und  $t_0 + \Delta t_{Doppelpuls}$  in einem Zeitfenster von  $\sim 70$  ns mit zwei qADC gemessen.
2. Bestimmung des Sollwertes von  $Q_1$  und des dynamischen *Pedestals* von  $Q_{2,ist}$ :  
Nur die erste LED wurde zur Zeit  $t_0$  getrieben und die Ladungen  $Q_{1,soll}$  und  $Q_{2,ist,ped}$  wie im ersten Schritt bestimmt.
3. Bestimmung des dynamischen *Pedestals* von  $Q_{1,ist}$  und des Sollwertes von  $Q_2$ :  
Nur die zweite LED wurde zur Zeit  $t_0 + \Delta t_{Doppelpuls}$  getrieben und die Ladungen  $Q_{1,ist,ped}$  und  $Q_{2,soll}$  wie im ersten Schritt ermittelt.
4. Bestimmung der relativen Pulsladungen  $q_1$  und  $q_2$ :  
 $q_1$  und  $q_2$  werden nach  $q_1 = \frac{Q_{1,ist} - Q_{1,ist,ped}}{Q_{1,soll} - Q_{1,soll,ped}}$  bzw.  $q_2 = \frac{Q_{2,ist} - Q_{2,ist,ped}}{Q_{2,soll} - Q_{2,soll,ped}}$  berechnet, wobei die *Pedestal* der Soll-Werte  $Q_{1,soll,ped}$  und  $Q_{2,soll,ped}$  in einer einmaligen Messung bestimmt wurden, während der keine der Leuchtdioden getrieben wurde.

Die *Pedestals* der Ist-Werte  $Q_{1,ist,ped}$  und  $Q_{2,ist,ped}$  wurden für jede Zeit  $\Delta t_{Doppelpuls}$  bestimmt, weil damit zusätzliche Beiträge zu der Ladung des einen Pulses von beispielsweise Vor-, verspäteten oder Nachpulsen des anderen ausgeglichen werden. Dies wird besonders wichtig, wenn die Pulse so nahe beieinander liegen, daß sich ihre ADC-Torzeiten überlappen.

Überraschenderweise war die Entwicklung der relativen Ladungen  $q_1$  und  $q_2$  mit der Zeitdifferenz  $\Delta t_{Doppelpuls}$  nahezu unabhängig von der Intensität der Lichtpulse. Deshalb ist in Abbildung 4.20 stellvertretend für alle drei Messblöcke nur das Ergebnis für Doppelpulse von etwa 130 pC dargestellt<sup>25</sup>.

<sup>24</sup>  $\sim 10$  ns breit (FWHM)

<sup>25</sup> Zur Kontrolle wurde auch die Amplitude der Doppelpulse bei Raumtemperatur gemessen. Die relative Amplitude des zweiten PMT-Pulses  $u_2$  ist ebenfalls in Abbildung 4.20 (b) eingezeichnet. Diese Kontrollmessung stimmt sehr gut mit der Messung der Ladung  $q_2$  überein.

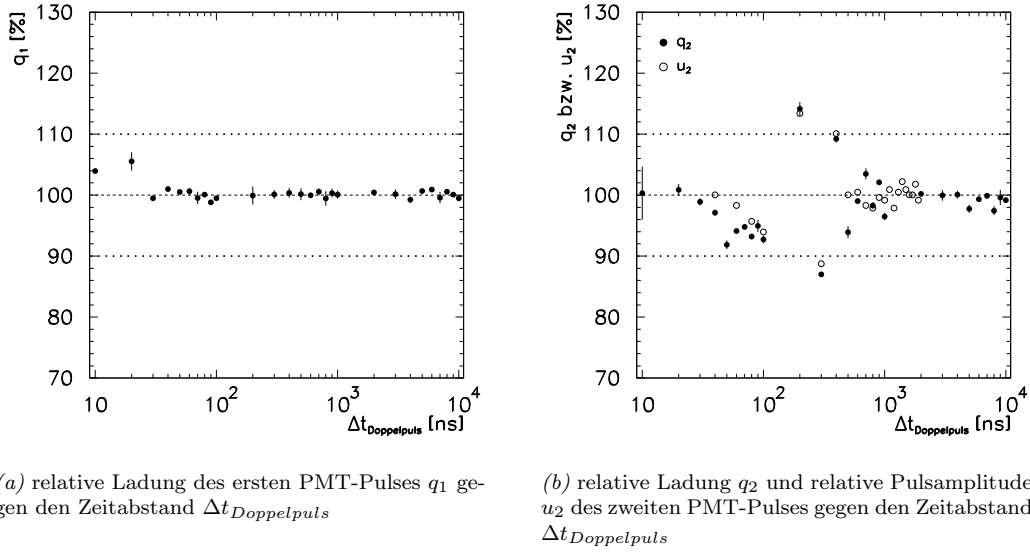


Abbildung 4.20: Stabilität der Ladungen von Doppelpulsen des Photovervielfachers Hamamatsu R5912-02 mit PMT-Basis PHQ 5912 bei einer Verstärkung von  $4 \cdot 10^7$  bezogen auf ihre Soll-Werte und gegen ihren Zeitabstand  $\Delta t_{Doppelpuls}$

Selbstverständlich ist die Ladung des ersten PMT-Pulses i.a. unabhängig vom zweiten. Dementsprechend liegt  $q_1$  für nahezu alle Zeitdifferenzen bei  $\sim 100\%$  (Abb. 4.20 (a)). Erst wenn sich für  $\Delta t_{Doppelpuls} \lesssim 20$  ns die Pulse deutlich überlagern steigt  $Q_{1,ist}$  auf  $\sim 105\%$  seines Sollwertes an. Bei so kleinen Zeitabständen, funktioniert die dynamische *Pedestal*-Korrektur jedoch nur mäßig gut und deswegen kann dieser Anstieg sowohl ein Artefakt der Messung sein als auch auf einen Anstieg der PMT-Verstärkung hindeuten..

Ohnehin sind die beiden Pulse mit einer Datennahme wie im AMANDA-Detektor, d.h. mit einem Diskriminator mit fester Schwelle, kaum voneinander zu trennen und man würde dann die Summe der Ladungen beider Pulse betrachten, die nur marginal über ihrem Sollwert liegt.

Ähnlich stabil wie die Ladung des ersten PMT-Pulses verhält sich die des zweiten - allerdings nur für Zeitdifferenzen von  $10\ \mu\text{s}$  bis  $1\ \mu\text{s}$  (Abb. 4.20 (b)). Darunter zeigen sich klare Instabilitäten.

Bei Zeitabständen zwischen  $1\ \mu\text{s}$  und etwa  $100$  ns werden die PMT-Pulse mal unter- und mal überverstärkt, was ein Hinweis auf Variationen in der Spannungsverteilung an den Dynoden sein könnte. Andererseits werden zur selben Zeit auch verspätete Pulse verstärkt und es driften positive Ionen, die während des ersten PMT-Hauptpulses entstanden sind, durch den Photovervielfacher, was die Sammeleffizienzen an den Dynode herabsetzen kann.

Für  $\Delta t_{Doppelpuls} < 100$  ns wird der zweite PMT-Puls im allgemeinen unterverstärkt, weil die Spannung über der letzten PMT-Stufe fällt, und deshalb die Sammeleffizienz an der Anode reduziert wird. Parallel dazu können die Spannungen an den übrigen Dynoden aber ansteigen. Dadurch würde die PMT-Verstärkung anwachsen, so daß die Ladung  $Q_2$  für Zeitdifferenzen kleiner  $30$  ns wieder ihren Sollwert erreicht.

Der Zuwachs von  $q_2$  kann jedoch auch damit zusammenhängen, daß das dynamische *Pedestal* von  $Q_{2,ist}$  unterschätzt wird, weil der Ist-Wert der Ladung des ersten Pulses über seinem Sollwert liegt.

Insgesamt ist die Ladung des zweiten Pulses bis auf wenige Prozent stabil, selbst wenn der Photovervielfacher Hamamatsu R5912-02 und die PMT-Basis ISEG PHQ 5912 mit Puls Ladungen von ca.  $130$  pC belastet werden. Dies entspricht immerhin schon mehr als  $20\%$  von deren linea-

ren Signalbereich oder 20 PE bei  $4 \cdot 10^7$  PMT-Verstärkung. Nur bei  $\Delta t_{\text{Doppelpuls}} \approx 300$  ns und  $\Delta t_{\text{Doppelpuls}} \approx 200$  ns übersteigt die Instabilität knapp 10 %.

#### 4.2.6 Rauschen

Im AMANDA-Experiment versucht man, auch niederenergetische Neutrinos von Supernovae zu detektieren, indem man die Pulsrate aller Optischen Module überwacht.

Zwei wichtige Parameter sind dabei die Rauschrate und deren Fluktuation, die beide möglichst klein sein sollten.

Theoretisch sollte das PMT-Rauschen Poisson-verteilt sein, so daß die mittlere Rauschrate gleich ihrer Varianz und der sogenannte Fano-Faktor  $F = \frac{\sigma_{\text{rausch}}^2}{\langle \text{Rauschrate} \rangle} = 1$  wäre.

In der Praxis ist aber  $F > 1$ , weil beispielsweise PMT-Hauptpulse von korrelierten Pulsen wie den Nachpulsen begleitet werden, und man diese damit ebenfalls zählt. Deshalb werden im AMANDA-Detektor alle auf den Hauptpuls folgenden Pulse innerhalb einer künstlichen Totzeit  $t = 10 \mu\text{s}$  unterdrückt. Dadurch fällt nicht nur der Fano-Faktor, sondern auch der Betrag der Rauschrate. Dennoch bleibt  $F > 1$ .

In AMANDA-B10 können die OMs in zwei Gruppen unterteilt werden: Die Optischen Module an den *Strings* 1 bis 4 haben eine Rauschrate von  $\sim 300$  Hz sowie einen Fano-Faktor von  $\sim 2.3$ , wohingegen die an den *Strings* 5 bis 10 ca.  $1100 \frac{\text{Pulse}}{\text{s}}$  mit  $F \approx 3.2$  registrieren [AHR02]. Beide OM-Gruppen unterscheiden sich in dem  $^{40}\text{K}$ -Gehalt ihrer Glassphären. Während der  $^{40}\text{K}$ -Gehalt der Glassphären an den *Strings* 1 bis 4 nur  $\sim 0.1$  % beträgt, liegt der der Sphären an den *Strings* 5 bis 10 bei  $\sim 2$  %.

Die  $^{40}\text{K}$ -Zerfälle regen vermutlich Szintillationslicht im Glas an, welches vom Photovervielfacher registriert wird. Dieser Prozeß ist nicht Poisson-verteilt [SAL81], d.h. daß man mit möglichst  $^{40}\text{K}$ -freiem Glas die Rauschrate der Optischen Module und deren Fluktuation reduzieren könnte. Allerdings bleibt weiterhin  $F > 1$ , und deshalb wurde von den Kollaborationspartnern in Mainz untersucht, ob durch eine größere künstliche Totzeit  $t$  eine Verbesserung erreicht werden kann [HEL01]. Demnach fällt der Fano-Faktor mit  $t$  und man erreicht eine optimale Supernova-Detektion für  $t \approx 250 \mu\text{s}$ .

Daneben ist aber auch interessant, wie sich die Rauschrate eines Photovervielfachers alleine verhält.

Nachdem man einen Photovervielfacher Hamamatsu R5912-02 über einige Tage lang in Dunkelheit in einem kühlen Raum betrieben hat, beträgt dessen Rauschrate nur noch ca. 400 Hz mit  $F \approx 1.2$ . Bei einer tiefen Temperatur von  $-40^\circ\text{C}$  fällt die Rauschrate sogar auf  $\sim 200$  Hz, doch steigt dann der Fano-Faktor auf ca. vier<sup>26</sup>.

Abbildung 4.21 zeigt das Temperaturverhalten der mittleren Rauschrate und des Fano-Faktors für Temperaturen zwischen  $-40^\circ\text{C}$  und der Raumtemperatur.

Für diese Messung wurde der PMT zunächst im Kühlschrank eingefroren und dann innerhalb von 3 Tagen wieder aufgetaut. Damit konnte während der Messung das Kühlaggregat als weitere Rauschquelle abgeschaltet werden.

Der Photovervielfacher wurde von einer PMT-Basis ISEG PHQ 5912 mit einer konstanten Hochspannung versorgt und die Temperatur direkt an der Kathode und am PMT-Hals gemessen.

Da die PMT-Verstärkung mit der steigenden Temperatur von  $2.4 \cdot 10^8$  auf  $2 \cdot 10^8$  fiel (Abb. 4.15 (d)), wurde versucht die Diskriminatorschwelle halbautomatisch zu korrigieren und konstant  $\sim 0.25$  PE zu halten.

Dazu wurden die Rauschraten jeweils mit unterschiedlichen Schwellen gemessen und erst später die der PMT-Verstärkung entsprechenden Datensätze zur Auswertung selektiert. Jeder dieser Datensätze umfaßte 400 Messungen der Rauschrate bezogen auf ein eine Sekunde langes Messintervall.

<sup>26</sup>Hier und im folgendem wurden verspätete Pulse und Nachpulse über  $20 \mu\text{s}$  lang unterdrückt.

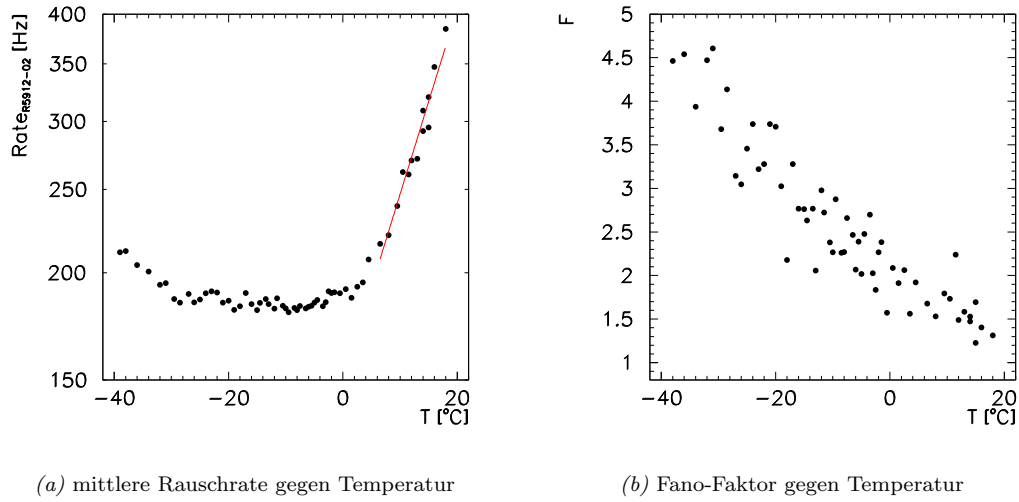


Abbildung 4.21: Temperaturabhängigkeit der Rauschrate (a) und des Fano-Faktors (b) eines Photovervielfachers Hamamatsu R5912-02. Trotz größter Bemühungen konnten nicht alle externen Rauschquellen eliminiert werden, insbesondere weil das Labor direkt neben einer Werkstatt liegt und die Geräte dort zeitweise starke Störungen induzieren. Es wurde nachträglich versucht davon in den Daten erzeugte 'Sprünge' zu glätten. Dennoch bleibt der Verlauf der Messwerte teilweise unruhig, was den qualitativen Verlauf jedoch nicht stört.

Abbildung 4.21 (b) zeigt wie der Fano-Faktor für kleine Temperaturen ansteigt. Dies könnte daran liegen, daß bei großen Temperaturen das PMT-Rauschen durch die thermische Emission von Elektronen im PMT dominiert wird und daß dieser Prozeß Poisson-verteilt ist. Mit kleineren Temperaturen fällt aber der Fluß der thermischen Elektronen exponentiell ab (Abb. 4.21 (a)) und die Beiträge der anderen evt. nicht Poisson-verteilten Rauschquellen, wie Ohm'sche Leckströme sowie der Feldemission von Elektronen, werden signifikant. Bei etwa 0 °C scheint die thermische Emission vernachlässigbar klein zu werden und die mittlere Rauschrate erreicht ein Plateau von etwa 180 Hz (Abb. 4.21 (a)). Ab ca. -28 °C steigt sie wieder, was bisher nicht erklärt werden konnte, aber reproduzierbar war.

Ähnliche Ergebnisse wurden auch in Messungen mit einem anderen PMT des selben Typs und einer Standardbasis bei ca.  $5 \cdot 10^8$  PMT-Verstärkung sowie 0.3 PE Diskriminatorschwelle erzielt. Damit lag die mittlere Rauschrate an der unteren Grenze dieses Temperaturintervalls bei  $\sim 215$  Hz mit  $F \approx 3.9$ , d.h. die ISEG-Basis produziert keine weiteren, signifikanten Anteil zur Rauschrate, obwohl die Hochspannung auf der Basis generiert wird, und deshalb die Möglichkeit dazu bestanden hat.

Zum direkten Vergleich der Basen wurde die Rauschrate des Photovervielfachers auch bei verschiedenen PMT-Verstärkungen und einer Temperatur von -40 °C sowohl mit der Standardbasis als auch mit der ISEG-Basis gemessen (Tab. 4.4). Demnach ist die Rauschrate mit der ISEG-Basis sogar kleiner als mit der Standardbasis.

Allerdings wurde die Messung mit der ISEG-Basis erst nach der Messung mit der Standardbasis durchgeführt, d.h. der PMT war vorher schon länger in Dunkelheit betrieben worden, womit dessen Rauschrate auch ein wenig kleiner wird.

PMT-VERSTÄRKUNG	$6 \cdot 10^7$		$2 \cdot 10^8$		$8 \cdot 10^8$	
	$\langle Rauschrate \rangle$	$F$	$\langle Rauschrate \rangle$	$F$	$\langle Rauschrate \rangle$	$F$
Standardbasis	235 Hz	3.9	230 Hz	3.8	230	4.3
ISEG-Basis	210 Hz	3.5	210 Hz	3.7	220 Hz	4.0

*Tabelle 4.4:* Rauschrate und Fano-Faktor  $F$  eines Photovervielfachers Hamamatsu R5912-02 mit Standardbasis bzw. ISEG-Basis bei einer Temperatur von  $-40^\circ\text{C}$ , einer Diskriminatorschwelle von 0.25 PE und unterschiedlichen PMT-Verstärkungen

Abschließend sollte man noch bemerken, daß der Fano-Faktor der Optischen Module an den *Strings* 1 bis 4 kleiner ist, als der des Photovervielfachers bei  $-40^\circ\text{C}$  im Labor. Obwohl deren Rauschraten ähnlich klein sind, sind beide Betriebs-Situationen nur bedingt vergleichbar. Beispielsweise befindet sich ein PMT im Detektor in der Glassphäre, die zumindest teil-evakuiert ist. Demgegenüber könnte die Luftfeuchtigkeit im Gefrierschrank verstärkt zu Leckströmen führen.

Die beschriebene Messung sollte deshalb nur qualitativ interpretiert werden.

Im ICECUBE-Detektor ist der Einsatz von  $^{40}\text{K}$ -freien Glassphären geplant. Zukünftig sollte man jedoch auch versuchen die Feldemission zu reduzieren, indem man z.B. die PMT-Verstärkung/-Hochspannung herabsetzt, und die Leckströme minimieren, indem man z.B. auf Lötflußmittel verzichtet.

Eine weitere Rauschquelle sind heute handelsübliche Leiterplatten aus Epoxy, die man gegen Leiterplatten aus 'Pappe' austauschen kann, wie sie vor vielen Jahren gebräuchlich waren.

Dies wird zumindest von manchen PMT-Herstellern empfohlen, weil Epoxy mit radioaktiven Materialien kontaminiert sein soll.

Eine weitere Rauschquelle kann daneben auch Fluoreszenzlicht sein, das vom Leiterplattenmaterial einige Zeit lang abgestrahlt wird. Dieser Effekt wurde z.B. bei den dAOMs und DOMs festgestellt. In diesem Fall, dauerte es einige Tage, bis die Rauschrate der Module auf unter 1000 Hz fiel.





## Kapitel 5

# Das digitale Analoge Optische Modul

Vorrangiges Ziel bei dem Entwurf und dem Bau des digitalen Analogen Optischen Moduls war es, erstmalig eine Plattform für eine schnelle, aktive optisch-analoge Pulsübertragung mit LED oder Laserdiode zu entwickeln. Damit sollte es möglich werden, die PMT-Verstärkung auf  $\sim 4 \cdot 10^7$  zu senken und den linearen Signalbereich auf 100 PE zu erweitern.

Daneben bestand der Wunsch, PMT-Pulse auch elektrisch-analog übertragen zu können. Da diese Übertragungsstrecke jedoch als *Fallback Solution* bei Glasfaserschäden galt, brauchte sie nur geringen Qualitätsansprüchen zu genügen. Die Entwickler setzten sich aber dennoch das Ziel, die elektrische Übertragung ebenfalls für PMT-Verstärkungen  $\lesssim 10^8$  zu ermöglichen, um ein in sich geschlossenes OM-Konzept zu erreichen und für die Zukunft zu lernen, denn in Zukunft sollen die Verstärkungen wegen der damit verbundenen Nachteile gering gehalten werden.

Des Weiteren galt es zu beachten, daß viele Systemparameter im dAOM digital gesteuert werden sollten, und daß nur ein zweiadriges Kabel zur Oberfläche für die Spannungsversorgung, die digitale Kommunikation und die aktive elektrisch-analoge Pulsübertragung zur Verfügung stehen würde.

Ein großes Problem des Projektes war der extrem kurze Entwicklungszeitraum, denn die Arbeiten begannen erst Ende 1998, und schon im Oktober 1999 mußten gegebenenfalls 42 dAOMs zum Transport an den Pol bereit stehen. PMT-Basis, OM-, Empfangs- und Steuerelektronik einschließlich der *Software* für die Mikroprozessoren, die programmierbare Logik und die Benutzerschnittstelle sollten in nur zehn Monaten fertiggestellt werden, weshalb man sich dazu entschloß, einen relativ unkomplizierten dAOM zu bauen, diesen zu installieren und zu testen, ob ein 'komplexes' Optisches Modul überhaupt im polaren Eis eingesetzt werden kann. Im Falle eines Erfolges sollte dem später ein höher entwickelter dAOM++ folgen.

Weitere Forderungen waren:

- **Zuverlässigkeit**  
Kein Optisches Modul kann nach Installation nochmals für eine Reparatur geborgen werden. Deshalb sollte die Zuverlässigkeit des dAOM's maximiert werden, indem die Anzahl an Bauteilen und Bauteilverbindungen für die gewünschte Funktionalität minimiert wurde. Wichtig war zudem, daß ausschließlich Komponenten, die bis hinab zu Betriebstemperaturen von  $-40\text{ }^{\circ}\text{C}$  spezifiziert sind, eingesetzt wurden. Daneben sollten alle dAOMs ähnlich den AOMs vollends voneinander unabhängig sein.
- **Kosteneffizienz**  
Um das Design sehr preiswert zu halten, sollten nur hochintegrierte, kommerzielle Bauteile aus Massenproduktion verwendet werden. Daneben sind diese Bauteile auch millionenfach getestet, was wiederum die Zuverlässigkeit steigert.

- Flexibilität

Erst sehr spät, vielleicht sogar erst am Südpol während der Detektorinstallation, sollte entschieden werden, wieviele dAOMs installiert und an welche *Strings* diese verteilt würden. Deshalb sollte der dAOM den gleichen PMT, die gleiche Glassphäre, die gleichen Kabeltypen, -verbinder, -stecker und -buchsen sowie die gleiche Kabelanzahl wie ein AOM nutzen. Vereinfacht beschrieben: ein dAOM sollte nach Außen wie jeder Standard-OM aussehen, auch wenn er anders betrieben würde. Er sollte jederzeit an beliebiger Stelle den Platz eines AOM's einnehmen können und ähnlich einfach zu installieren sein.

- Leistungsaufnahme

Der dAOM ist ein Prototyp für den zukünftigen, wesentlich größeren ICECUBE-Detektor. Bei bis zu 5000 Optischen Modulen im Eis spielt die Leistungsaufnahme jedes einzelnen Moduls eine Rolle, so daß der dAOM unter 1 Watt verbrauchen sollte.

Abbildung 5.1 zeigt eine schematische Darstellung des digitalen Analogen Optischen Moduls (vgl. auch Abb. C.1, Abb. C.2 und Abb. C.3). Die einzelnen Funktionsblöcke sind:

### Spannungsversorgung

Jeder dAOM ist durch einen Transformator und einen Gleichstromwandler galvanisch von seinem Verbindungskabel zur Oberfläche getrennt.

Als Transformator wird ein ISDN-Schnittstellen-Übertrager vom Typ VAC T60403-M5024-X008 eingesetzt, der bis zu einem Gleichstromanteil von 75 mA betrieben werden kann, womit ein Aderpaar zur Spannungsversorgung und Datenübertragung parallel benutzt werden darf.

Wichtigstes Auswahlkriterium für den Gleichstromwandler Ericsson PKF 4628SI waren dessen enorme Zuverlässigkeit von  $> 4.9 \cdot 10^6$  h MTBF und der große Eingangsbereich von 36 VDC bis 72 VDC, der sicher stellt, daß selbst unter Lastwechseln und damit variablen ohmschen Verlusten im Kabel die Ausgangsspannungen von  $\pm 5$  VDC stabil bleiben. Des Weiteren zeichnet er sich durch

- eine Effektivität von  $\gtrsim 80\%$ ,
- einen niedrigen Rauschpegel von  $\lesssim 50$  mV,
- einen Überspannungsschutz bis hin zu 1500 VDC und
- ein kompaktes SMD<sup>1</sup>-Gehäuse aus.

Leider wurde dieser Gleichstromwandler damals nur mit einer recht großen maximalen Ausgangsleistung von 6 W angeboten, so daß bei der ansonsten niedrigen Leistungsaufnahme des Moduls die 'Leerlaufverluste' des Wandlers nicht zu vernachlässigen sind<sup>2</sup>.

Im allgemeinen sollte ein dAOM mit relativ hohen 60 VDC ( $\sim 15$  mA) versorgt werden, um zumindest die ohmschen Verluste im Kabel kleiner als 60 mW ( $P_{Verlust,DC} \approx 5 \text{ km} \cdot 45 \frac{\Omega}{\text{km}} \cdot (0.015 \text{ A})^2$ ) zu halten.

Die Hochspannung für den Photovervielfacher wird im dAOM lokal auf der Basis ISEG PHQ 5912 (Kap. 4.2) erzeugt und von einem *Microcontroller* (MCU<sup>3</sup>) gesteuert.

### Microcontroller und Peripherie

Zentrale Komponente im dAOM ist der 8 Bit-*Microcontroller* SAF C515-LM von Siemens/Infineon [SIE97]. Diese MCU ist befehlssatz-kompatibel zum Standard des 80C51 und konnte deshalb problemlos in einer schon vorhandenen Entwicklungsumgebung in 'C' programmiert werden, ohne daß der Überhang eines Betriebssystems notwendig gewesen wäre.

---

<sup>1</sup>SMD - *Surface Mounted Device*

<sup>2</sup>ca. 100 mW

<sup>3</sup>MCU - *Microcontroller Unit*



Primäre Aufgabe der Steuereinheit sind die Kommunikation mit der Oberfläche und die Kontrolle der Hochspannung, des Biasstromes des opto-elektrischen Signalgebers und der Verstärkung der aktiven elektrisch-analogen Pulsübertragung. Daneben werden auch die Temperatur im Modul und die +5 VDC Niederspannung überwacht.

Der C515 besteht intern aus einem Prozessorkern, 256 Byte RAM<sup>4</sup> und diversen Registern. Dazu sind u.a. integriert:

- 49 multifunktionale Ein- und Ausgänge (I/O),
- ein 10-Bit ADC mit acht Kanälen,
- drei 16-Bit Zähler/*Timer* sowie ein *Watchdog Timer*,
- eine synchrone serielle Schnittstelle (SSC) und
- eine asynchrone serielle Schnittstelle in Voll-Duplex inklusive eines Baudratengenerators (UART).

Im Gegensatz zu den verwendeten Speicherbausteinen hat der C515 keinen separaten Adreß- und Datenbus. Die multiplexten Adreß-Signale A[0...7] müssen darum in einem *Latch* (74HCT373) zwischengespeichert werden, damit sie während des gesamten Buszyklus gültig sind.

Im dAOM sind ein 32K × 8 Bit EEPROM<sup>5</sup> XICOR X28HC256JI-90 [XIC01] und ein 32K × 8 Bit nvSRAM<sup>6</sup> ZMD U634H256CSK25 [ZMD01] eingesetzt.

Beim X28HC256 handelt es sich um einen üblichen EEPROM. Der U634H256 vereinigt demgegenüber in einem Baustein ein schnelles SRAM und einen transparenten EEPROM, d.h. jede Zelle im SRAM ist durch eine EEPROM-Zelle hinterlegt.

Im allgemeinen kann dieser Speicher wie jedes statische RAM sehr schnell und beliebig oft beschrieben und gelesen werden. Wird der Baustein jedoch von der Versorgungsspannung getrennt, werden alle Daten im RAM automatisch in den EEPROM transferiert und dort mindestens 10 Jahre lang gesichert. Die dazu notwendige Energie wird durch nur einen externen 100 µF-Kondensator bereitgestellt. Kehrt die Versorgungsspannung zurück, werden die Daten automatisch in das SRAM zurückkopiert.

Im dAOM wurden diese beiden Speichertypen parallel eingesetzt, da der *Microcontroller* zwei Betriebsarten haben sollte:

1. Abgesicherter Modus:

In dieser Betriebsart arbeitet der C515 das Standard-Steuerprogramm ab, das im EEPROM dauerhaft gespeichert und dort vor dem Überschreiben geschützt wurde. Ein neues, verbessertes Steuerprogramm kann in diesem Modus von der Oberfläche über das Kabel in den dAOM geladen werden, um im nvSRAM abgespeichert zu werden.

2. Freier Modus:

In dieser Betriebsart arbeitet der C515 das Steuerprogramm ab, das im abgesicherten Modus in das nvSRAM geladen wurde.

Der externe Kontroll-Schaltkreis Analog Devices ADM 707 [AD000a] setzt die MCU immer dann zurück, wenn die +5 VDC-Versorgung die Schwelle von 4.65 VDC unter- bzw. überschreitet (*Power-on-Reset*) oder wenn ein manuelles *Reset*-Signal von dem programmierbaren Logik-Baustein (CPLD<sup>7</sup>) Philips PZ5064NSBC<sup>8</sup> [XIL00] anliegt.

Die Art des *Resets* bestimmt dabei den Betriebsmodus des C515: der *Power-on-Reset* versetzt die MCU in den abgesicherten, der manuelle *Reset* dagegen in den freien Modus.

Die MCU wird mit einem externen 10 MHz-Takt betrieben - damit beträgt ihre Zykluszeit pro Befehl 600 ns und ihre Leistungsaufnahme ca. 70 mW.

---

<sup>4</sup>RAM - *Random Access Memory*

<sup>5</sup>EEPROM - *Electrical Erasable Programmable Read Only Memory*

<sup>6</sup>nvSRAM - *non-volatile Static RAM*

<sup>7</sup>CPLD - *Complex Programmable Logic Device*

<sup>8</sup>Dieser Baustein wird nicht mehr von der Fa. Philips hergestellt und vertrieben, ist aber nun unter der Bauteilkennzeichnung XCR5064C von Xilinx zu beziehen.

## Digitale Kommunikation

Systemparameter wie z. B. die PMT-Hochspannung können im dAOM digital gesteuert und überwacht werden. Allerdings müssen sich digitale Kommunikation und aktive elektrisch-analoge Pulsübertragung dasselbe Übertragungskabel teilen, weshalb ein dAOM zwischen einem analogen und einem digitalen Modus hin und her geschaltet werden muß.

Im analogen Modus empfängt der dAOM zwar digitale Befehlssequenzen, sendet aber analoge Pulse zur Oberfläche, wohingegen im digitalen Modus die volle digitale Kommunikation zwischen dem dAOM und der Oberfläche zur Verfügung steht. Die digitale Kommunikation erfolgt Manchester-kodiert, synchron, seriell in einem zeichen-orientierten Halb-Duplex-Protokoll (Anh. B):

- Übertragungsschicht:

Da der dAOM durch einen Transformator vom Übertragungskabel galvanisch getrennt ist, darf die übermittelte Information keinen Gleichstromanteil tragen. Deshalb wird der zunächst asynchrone serielle Datenfluß der MCU in der CPLD mit einer Trägerfrequenz von  $\sim 320$  KHz abgetastet und Manchester-kodiert, synchron, seriell übertragen. Dabei startet die Kodierlogik jede Übertragung mit einer festen Bit-Sequenz, die von der Dekodierlogik genutzt wird, um den Takt des Empfängers zum Sendetakt zu synchronisieren.

Die Anbindung des C515 an die Dekodier-/Kodierlogik über die integrierte, asynchrone serielle Schnittstelle mag umständlich erscheinen, hatte aber in der frühen Prototypenphase den Vorteil, daß der dAOM mit minimalen Aufwand ohne die spätere Empfangs- und Steuerelektronik an die serielle Schnittstelle eines PC's angeschlossen werden konnte, um mit diesem zu kommunizieren.

Die effektive Übertragungsrate beträgt  $9600 \frac{\text{Bit}}{\text{s}}$ .

- Verbindungsschicht:

Befehle werden durch selbstdefinierte, zeichen-orientierte Sequenzen der Form

*Befehlskürzel* — *Leerzeichen* — *Parameter* —  $\langle \text{CR} \rangle \langle \text{LF} \rangle$

von der Oberfläche zum dAOM gesendet.

Im Standard-Steuerprogramm erkennt der dAOM die Befehle in Tabelle 5.1 und antwortet mit einer Wiederholung des empfangenen Befehls, den aktuellen Systemparametern und einer neuen Eingabeaufforderung.

- Vermittlungsschicht:

Die Empfangs- und Steuerelektronik und der dAOM befinden sich in einer klaren *Master-Slave*-Beziehung und nutzen das Übertragungskabel in Halb-Duplex, d.h. der dAOM befindet sich im allgemeinen in Empfangsbereitschaft und sendet nur Daten, wenn er dazu aufgefordert wird.

Physikalisch schaltet dazu die CPLD im Sende- und Empfangsbaustein Linear Technology LTC 1483IS8 [LTa] den Treiber und den Empfänger im Wechsel ab bzw. an.

Vorteilhaft ist, daß der LTC 1483 in Empfangsbereitschaft nur ca. 0.6 mW verbraucht.

## Analoge und digitale Kontrollelektronik

Jeder dAOM soll lokal zahlreiche Systemparameter kontrollieren können, was voraussetzt, daß der *Microcontroller* sowohl digitale Signale als auch analoge Spannungen setzen und einlesen kann. Dazu sind alle digitalen Signale mit einigen der integrierten multifunktionalen Ein- und Ausgänge verbunden und alle analogen Eingangsspannungen an den integrierten ADC angeschlossen (Tab. C.2 und C.3). Die vier analogen Ausgangsspannungen werden extern von zwei 2-kanaligen DAC<sup>9</sup> vom Typ Linear Technology LTC 1446IS8 [LTb] erzeugt (Tab. C.4).

---

<sup>9</sup>DAC- *Digital Analog Converter*

BEFEHLSKÜRZEL	PARAMETER	BESCHREIBUNG
V		schaltet in den digitalen Modus und fordert die aktuellen Systemparameter an
C		schaltet in den analogen Modus
S	$U_{Dynode1}:U_{Anode}$	setzt die PMT-Hochspannung $U_{Dynode1} + U_{Anode}$ [V]
H	1 bzw. 0	schaltet die PMT-Hochspannung an bzw. aus
E	$U_{CtrlGain}:U_{Bias}$	setzt die Steuerspannungen für die elektrische Pulsübertragung $U_{CtrlGain}$ und den LED/LD-Biasstrom $U_{Bias}$ [mV]
T	$hh:mm:ss$	setzt die Uhrzeit
D	$MM/DD/YYYY$	setzt das Datum
W	<i>Programmzeile</i>	schreibt eine <i>Programmzeile</i> eines neuen Steuerprogramms in das nvSRAM (Intel <i>Hex-File-Format</i> )
I		generiert ein manuelles <i>Reset</i>

Tabelle 5.1: dAOM-Befehle

Beide DAC werden von der synchronen serielle Schnittstelle der MCU angesteuert und haben einen Dynamikbereich von 12 Bit/4.096 V.

Die analogen Eingangsspannungen werden zum Teil noch von einem Operationsverstärker Maxim MAX 4218ESD [MAX98a] um einen Faktor zwei verstärkt, bevor sie mit 5 V/10 Bit digitalisiert werden. An dieser Stelle wäre sicherlich der Einsatz eines echten Instrumentenverstärkers sinnvoller gewesen, denn die Ausgangsspannung des verwendeten Operationsverstärkers ist nur befriedigend linear und aufgrund der hohen Bandbreite von 300 MHz leicht instabil, obwohl der Verstärker als Tiefpaß betrieben wird. Der MAX 4218 faßt jedoch mehrere Operationsverstärker in einem Bauteil zusammen und sollte zunächst als Leitungstreiber für die elektrisch-analoge Pulsübertragung eingesetzt werden. Er wurde hier ebenfalls verwendet, um die Zahl der Bauteile zu minimieren.

### Aktive elektrisch-analoge Pulsübertragung

So wie jeder Standard-OM kann auch ein digital Analog Optisches Modul PMT-Pulse elektrisch-analog übertragen. Allerdings werden im dAOM diese Pulse zu Gunsten kleinerer PMT-Verstärkungen noch in einem 3-stufigen Verstärkersystem aufbereitet (Abb. 5.2):

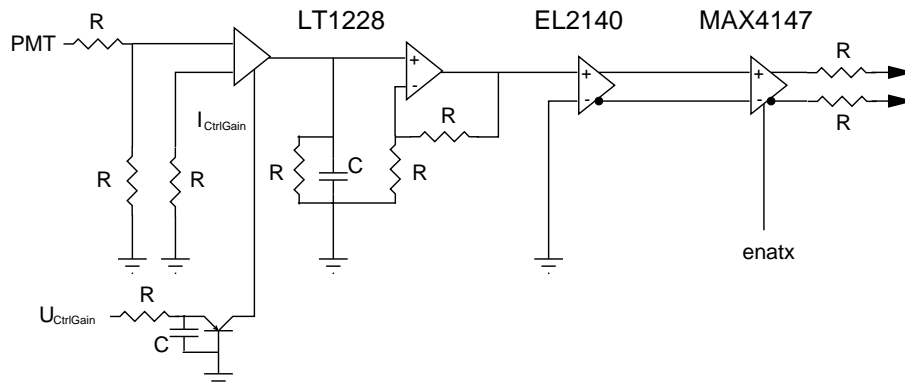


Abbildung 5.2: Das dAOM-Verstärkersystem zur elektrisch-analogen Pulsübertragung

Stufe 1 bildet die Kombination aus dem *Transconductance*-Verstärker (Spannung-zu-Strom) und dem strom-gegengekoppelten Verstärker (Spannung-zu-Spannung) im LT 1228 [LTc] von Linear Technology.

Die Verstärkung des *Transconductance*-Verstärkers ist dabei proportional zu dem externen Strom  $I_{CtrlGain}$  bzw. zu der externen DAC-Spannung  $U_{CtrlGain}$ , womit Variationen in den Kabeldämpfungen aufgrund unterschiedlicher Kabellängen nicht mehr nur ausschliesslich über die PMT-Verstärkungen kompensiert werden können. Der Ausgangstrom des *Transconductance*-Verstärkers wird daran anschließend an einem RC-Glied wieder in eine Spannung konvertiert und nochmals mit dem strom-gegengekoppelten Verstärker um Faktor 10 vervielfacht. Das RC-Glied arbeitet als eine Art Tiefpaß mit Grenzfrequenz  $\sim 2$  MHz oder auch integrierender Pulsformer, der sicher stellt, daß die eigentlich zu schnellen PMT-Pulse im Kabel bis in die Sättigung kommen.

Dem LT 1228 folgen als Stufe 2 und 3 jeweils mit einer Verstärkung von 2 die differentiellen Treiber Elantec EL 2140C [ELA95] und Maxim MAX 4147ESD [MAX96], wobei zuletzt genannter nur im analogen Modus von der MCU eingeschaltet wird.

## Leiterplattenmechanik

Mit Ausnahme des Aufsteckmoduls zur optisch-analogen Pulsübertragung befinden sich alle Funktionsblöcke des digitalen Analogen Optischen Moduls auf einer gemeinsamen Leiterplatte. Diese Leiterplatte ähnelt einem Ring mit  $\sim 28$  cm Außendurchmesser und  $\sim 5$  cm Innendurchmesser (Abb. 5.3). Die dAOM-Elektronik kann deshalb knapp über dem Sphärenhorizont, sich an den PMT-Hals anschmiegend, im OM mechanisch fixiert werden (Abb. 5.4).

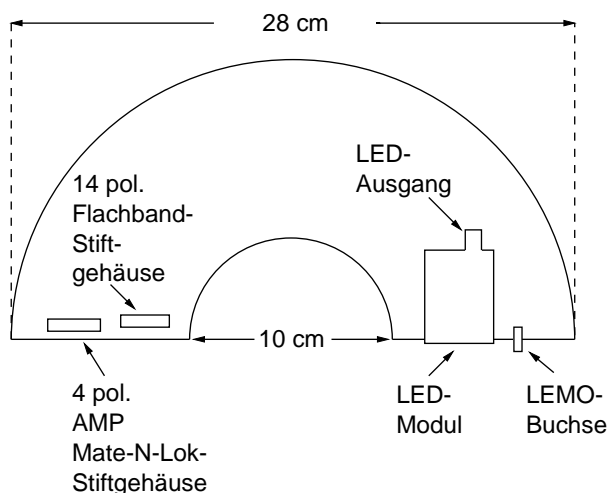


Abbildung 5.3: Skizze der dAOM-Leiterplattenmechanik

Der Anschluß an das Verbindungskabel erfolgt über ein 4-poliges Stiftgehäuse vom Typ AMP Mate-N-Lok, welcher üblicherweise auch im Standard-OM eingesetzt ist. Die PMT-Basis ISEG PHQ 5912 wird über ein 14-poliges Flachband-Stiftgehäuse<sup>10</sup> und eine LEMO-Buchse<sup>11</sup> angeschlossen. Das LED-/LD-Modul kann ggf. auf einen 12-poligen, zweireihigen Leiterplatten-Stiftstreifen gesteckt werden.

<sup>10</sup>Versorgungsspannungen, Steuer- und Monitorspannungen/-signale

<sup>11</sup>elektrisch-analoges PMT-Signal



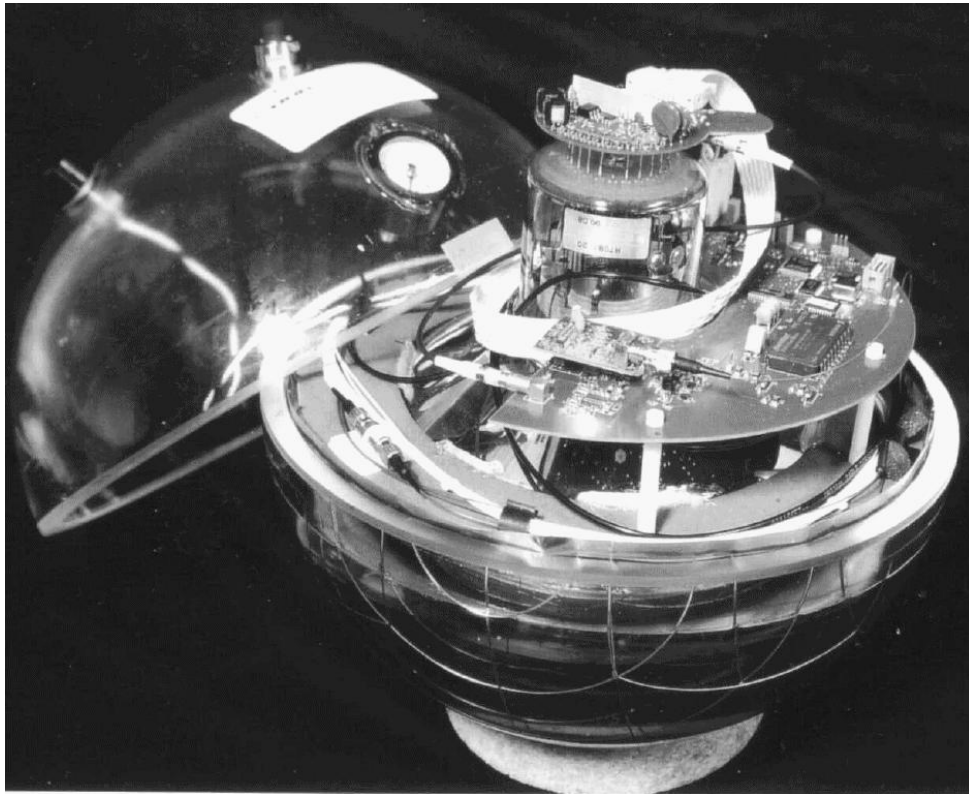


Abbildung 5.4: Fertig montierter dAOM mit LED-Aufsteckmodul, PMT-Basis PHQ 5912, PMT Hamamatsu R7081-20 und Magnetfeldabschirmung in einer geöffneten 13" Glassphäre von Benthos.

## 5.1 Leucht- und Laserdioden zur aktiven optisch-analogen Pulsübertragung

Die Funktionsweise von Leucht- (LED) und Laserdioden (LD) beruht auf dem Phänomen der spontanen oder der stimulierten Emission von Photonen in einem Halbleiter.

Wird ein Elektron vom Valenzband über die verbotene Zone hinaus ins Leitungsband gehoben, entsteht im Valenzband ein positiver Ladungsträger, der als Loch bezeichnet wird. Nach kurzer Verweilzeit rekombinieren Elektron und Loch wieder spontan und die freiwerdende Energie wird je nach Bandstruktur strahlend in Form eines Photons oder nicht strahlend in Form von Phononen emittiert. Deshalb unterscheidet man zwischen direkten und indirekten Halbleitern<sup>12</sup>. In Leucht- und Laserdioden werden meist Mischkristalle eingesetzt, die je nach Zusammensetzung direkt oder indirekt rekombinieren und deren abgestrahlte Wellenlänge damit auch variiert. Für eine Wellenlänge von 850 nm eignet sich beispielsweise AlGaAs und InGaAsP für den '1.3  $\mu\text{m}$ -Bereich'.

Leuchtdioden bestehen aus einer p-leitenden<sup>13</sup> und n-leitenden<sup>14</sup> Schicht. Am pn-Übergang diffundieren freie Majoritätsladungsträger - Elektronen aus der n-Schicht und

<sup>12</sup>Im direkten Halbleiter verläuft die Rekombination rein strahlend und die emittierte Wellenlänge entspricht dem Bandabstand  $E_g$ .

Demgegenüber ist im indirekten Halbleiter aufgrund des Impulserhaltungssatzes auch die Beteiligung von Phononen notwendig, d.h. neben einem Photon mit Energie kleiner  $E_g$  werden auch Phononen abgestrahlt. Dieser Übergang ist weniger effizient und relativ langsam.

Zu den direkten Halbleitern gehören Verbindungen wie InP oder GaAs und GaP ist ein Beispiel für einen indirekten Halbleiter.

<sup>13</sup>Halbleitermaterial, welches einen Überschuss an quasifreien, positiven Ladungsträgern hat.

<sup>14</sup>Halbleitermaterial, welches einen Überschuss an quasifreien Elektronen hat.

Löcher aus der p-Schicht - in den benachbarten Bereich, wodurch beiderseits der Grenze eine Raumladungszone entsteht. Zwischen den positiven und negativen elektrischen Ladungen in der Raumladungszone herrscht ein elektrisches Feld, das den Übergang weiterer Elektronen verhindert und durch die Diffusionsspannung  $U_D$  charakterisiert wird.

Schließt man den negativen Pol einer Spannungsquelle an die n-Schicht und den positiven an die p-Schicht an, reduziert sich  $U_D$  um den Betrag der angelegten Spannung  $U_F$  und sobald  $U_F$  gleich  $U_D$  ist, werden Elektronen von der n- in die p-Schicht bzw. Löcher in umgekehrter Richtung injiziert. Diese freien Minoritätsladungsträger rekombinieren dann im Bereich des pn-Übergangs mit den Majoritätsladungsträgern - die nun freie Energie wird als Licht abgestrahlt (Abb. 5.5). Der Arbeitspunkt der Leuchtdiode wird in der Praxis durch Streueinprägung mittels des Biasstromes  $I_{bias}$  eingestellt.

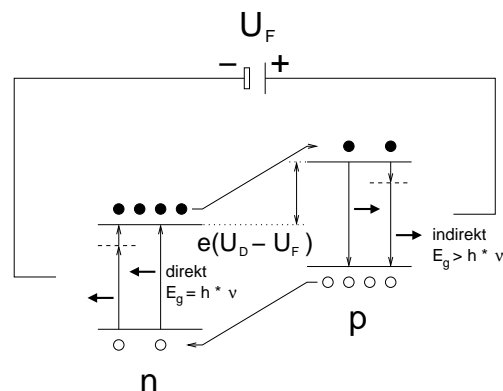


Abbildung 5.5: pn-Übergang einer LED mit äußerer Spannung  $U_F$  in Flußrichtung

Die Strahlungsleistung einer LED ist proportional zum Strom durch die Diode  $I_F$ . Erst wenn die Kristalltemperatur am pn-Übergang durch die Selbsterwärmung zu hoch wird, fällt die Wahrscheinlichkeit für die strahlende Rekombination ab, weshalb bei hohen Strömen  $I_F$  Abweichungen von der Linearität zu verzeichnen sind.

Leuchtdioden werden normalerweise als Flächenemitter aufgebaut (Abb. 5.6), wodurch sie sehr preisgünstig werden. Allerdings erreicht man damit nur geringe Kopplungswirkungsgrade, die allenfalls in Verbindung mit Multi-Moden Glasfasern tolerabel sind - auch dann werden nur maximal  $P_{opt.} \approx 100 \mu W$  in die Faser eingekoppelt.

Zudem ist das Licht einer LED nicht monochrom. Typische Halbwertsbreiten liegen zwischen 20 nm und 150 nm. Die daraus folgende chromatische Dispersion ist aber gegenüber der Profildispersion im Multi-Moden Glasfasern vernachlässigbar.

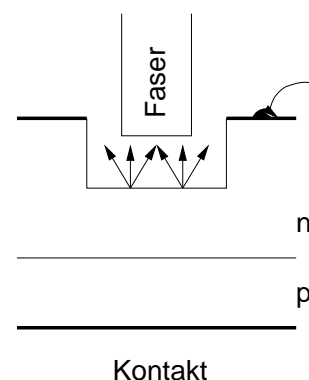


Abbildung 5.6: Abstrahlcharakteristik eines LED-Flächenemitters

Während Leuchtdioden inkohärentes Licht emittieren, senden Laserdioden oberhalb der Laserschwelle kohärentes Licht mit hoher Ausgangsleistung nach optischer Verstärkung aus. Verantwortlich dafür ist die stimulierte Emission, die dann auftritt wenn ein Photon mit Energie  $E_g$  auf ein Atom im angeregten Zustand trifft. Das Photon wird dann nicht absorbiert, sondern bewirkt die Emission eines weiteren Photons mit gleicher Wellenlänge und Phase. Grundvoraussetzung für den Laserbetrieb<sup>15</sup> ist, daß die stimulierte Emission die Absorption von Photonen übertrifft, denn dann findet erst eine effektive optische Verstärkung statt.

Stark vereinfacht kann eine Lasardiode ähnlich wie eine LED als pn-Übergang beschrieben werden. Allerdings wird durch besonders hohe Dotierung der Materialien erreicht, daß im Bereich der sogenannten aktiven Zone das Fermi-Niveau der Löcher in der p-Schicht  $E_{pf}$  aus der verbotenen Zone in das Valenzband und von Elektronen in der n-Schicht  $E_{nf}$  in das Leitungsband verschoben wird, woraufhin nur noch Photonen mit Energie  $E_{nf} - E_{pf} > E_g$  absorbiert werden können. Oberhalb des Stromes  $I_{bias}$  rekombinieren injizierte Ladungsträger jedoch weiterhin, und die dabei erzeugten Photonen mit Energie  $E_g$  regen ungestört die stimulierte Emission weiterer Photonen an.

<sup>15</sup>Laser - Light Amplification by Stimulated Emission or Radiation

Damit die Photonen die aktive Zone mehrfach durchlaufen und so eine möglichst große Verstärkung der Photonenzahl erreicht wird, werden sie in einem Resonator aus zwei gegenüberliegenden, teildurchlässigen Spiegeln vielfach reflektiert (Fabry-Perot-Resonator)<sup>16</sup>.

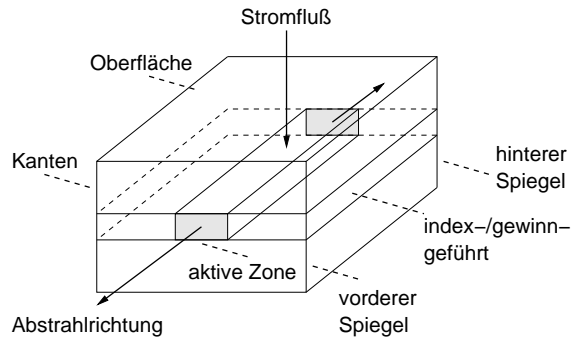


Abbildung 5.7: Prinzipieller Aufbau einer Laserdiode

Verstärkerkurve - eine Art Bandpaß - mit Halbwertsbreiten von typisch  $\lesssim 5$  nm. Der Abstand zweier longitudinalen Moden ist dabei jedoch so klein, daß trotz des schmalen Bandpasses häufig mehrere longitudinale Moden ausgesendet werden. Man unterscheidet deshalb longitudinale Multi-Moden und longitudinale Mono-Moden Laserdioden.

Mono-Moden Laserdioden sind insbesondere deshalb interessant, weil ihr schmales Spektrum nur minimale Dispersion in Mono-Moden Glasfasern verursacht. Allerdings sind sie extrem empfindlich bezüglich in den Resonator zurückgekoppelten Lichtes, welches den sprunghaften Wechsel zwischen verschiedenen Moden und als Folge Oszillationen der Ausgangsleistung verursachen kann. Multi-Moden Laserdioden sind demgegenüber um einige Größenordnungen unempfindlicher.

	LED	VCSEL	LD
LEISTUNG	niedrig	rel. hoch	hoch
LINEARITÄT	eingeschränkt	eingeschränkt	hoch
BANDBREITE	rel. niedrig	hoch	hoch
BETRIEB	einfach	einfach	aufwendig
PREIS	niedrig	niedrig	hoch

Tabelle 5.2: Vergleich opto-elektrischer Sender

Die räumliche Intensitätsverteilung der austretenden optischen Strahlung wird durch transversale Moden beschrieben. Der Strahlungsfleck ist meist asymmetrisch, aber so klein, daß dennoch die optische Ausgangsleistung optimal in eine Mono-Moden Glasfaser eingekoppelt wird.

Neben dem Grundmodus können auch höhere transversale Moden angeregt werden. Damit ändert sich jedoch das Einkoppelverhältnis in die Glasfaser, und es treten in der  $P/I$ -Charakteristik Knickstellen auf, die die ansonsten hohe Linearität von Eingangsstrom  $I$  und optischer Ausgangsleistung  $P$  für kleine Bereiche von  $I$  oder für eine kurze Zeit stören. Deshalb bemüht man sich, nur monotransversale Laserdioden zu bauen.

Laserdioden besitzen eine höhere optische Ausgangsleistung, einen höheren Kopplungswirkungsgrad, eine höhere Linearität und schnellere Schaltzeiten, sind jedoch aufwendiger zu betreiben und sehr viel teurer als Leuchtdioden (Tab. 5.2) (Tab. 5.3):

- Zunächst ist sehr wichtig, daß eine Laserdiode mit einem ausreichend großen Biasstrom versorgt wird, damit der Arbeitspunkt deutlich über der Laserschwelle liegt und mehrmodiges, instabiles Modenverhalten, das knapp oberhalb der Schwelle auftreten kann, vermieden wird. Daraus folgt ein 'konstanter' Anteil an der Ausgangsstrahlung, der die Laser-

<sup>16</sup>Neben Fabry-Perot- gibt es auch DFB- (Distributed Feedback) und DBR-Laserdioden (Distributed Bragg Reflection).

	LED LYTEL 258012-2	VCSEL HONEYWELL HFE 4080-321 XBA	VCSEL HONEYWELL HFE 4080-321	LD OECA LQ5- 1310-3,0F	LD MITSUBISHI FU-17SLD- F1
EINGEKOPPELTE BZW. OPT. AUSGANGS- LEISTUNG* [mW]	0.08	0.4	2.5*	3.0	2.5
BETRIEBS- STROM [mA]	<150	<20	<20	<35	<28
LASER- SCHWELLE [mA]		<6	<6	<15	<15
WELLEN- LÄNGE [nm]	1290	850	850	1310	1300
FLANKEN- STEILHEIT [ns]	<4	<0.3	<0.3		<0.5
GLAS- FASER	Multi- Moden	Multi- Moden	Multi- Moden	Multi- Moden	Mono- Moden

Tabelle 5.3: Vergleich opto-elektrischer Senderbauelemente [AMP93] [HON] [OEC99] [MIT]

diode aufwärmt. Temperaturänderungen verschieben aber die Laserschwelle beträchtlich<sup>17</sup>, weshalb man meist die mittlere optische Ausgangsleistung mit einer integrierten Monitor-Photodiode überwacht und den Biasstrom entsprechend nachregelt.

- Während Flächenemitter auf einer frühen Produktionsstufe, nämlich direkt auf dem *Wafer* getestet werden können, müssen Kantenemitter zuvor geschnitten und in Gehäuse eingebaut werden. Zudem ermöglichen typische Resonatorlängen von  $\gtrsim 100 \mu\text{m}$  eine große Anzahl eng benachbarter longitudinaler Moden, weshalb oft zusätzliche Filter erforderlich sind, um eine einmodige Emission zu erreichen. Damit ist die Produktion dieser Bauteile wesentlich aufwendiger und auch teurer.

Preiswerte Alternative zu konventionellen Laserdioden sind VCSEL<sup>18</sup> - oberflächenemittierende Laserdioden mit sehr kurzen Resonatoren ( $\sim 10 \mu\text{m}$ ), die von Bragg-Spiegeln aufgebaut sind und vertikal zum pn-Übergang stehen. Ihr Licht ist garantiert einmodig und hat ein enges, rundes Strahlungsprofil, welches sich ohne aufwendige Optik direkt in eine Glasfaser einkoppeln lässt.

Im Gegensatz zu konventionellen Laserdioden sind VCSEL zudem nicht so temperaturempfindlich, weshalb eine Regelung des Biasstromes entfallen kann.

VCSEL sind bisher weder transversal-monomodig noch im '1.3  $\mu\text{m}$ -Bereich' erhältlich. Optische Transmitter mit 1300 nm Wellenlänge sind bei langen Kabeln aber welchen mit 850 nm vorzuziehen, da für 850 nm die Dämpfung im Glasfaserkabel dreimal so hoch ist. Da entsprechende VCSEL schon angekündigt sind [INF] [JAY], wurden auch 850 nm-VCSEL als Prototypen im Labor getestet.

<sup>17</sup>Mit steigender Temperatur verschiebt sich die  $P/I$ -Charakteristik parallel zu höheren Strömen.

<sup>18</sup>VCSEL - *Vertical Cavity Surface Emitting Laser*

Grundsätzlich sollte der dAOM und dessen analog-optischer Transmitter unabhängig voneinander entwickelt und gebaut werden, weshalb letzterer als separates Modul auf die dAOM-Leiterplatte gesteckt und von dort mit PMT-Signalen, Kontroll- und Betriebsspannungen versorgt wird. Zusätzlich besteht die Möglichkeit, eine Ausgangsspannung des Aufsteckmoduls mit dem *Microcontroller* zu überwachen (Tab. C.5).

Die dAOM-Leiterplatte und die PMT-Basis konnten deshalb in Deutschland produziert, dann nach Madison und Irvine verschickt und dort mit einem LED- bzw. LD-Modul ergänzt werden. Dadurch hatten zumindest die amerikanischen Partnern mehr Zeit für ihre Entwicklung. Die vollständige dAOM-Montage lag in der Verantwortung der Gruppen in Madison und Irvine.

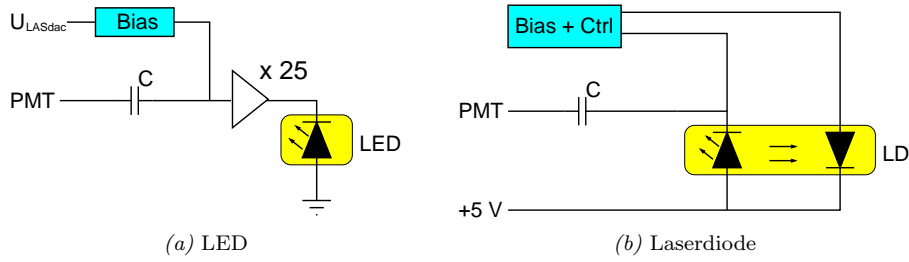


Abbildung 5.8: Die dAOM-Aufsteckmodule zur aktiven optisch-analogen Pulsübertragung

Die Entwickler in Madison bauten ein LED-Aufsteckmodul auf Basis der schon im AOM bewährten LED AMP-Lytel 259012-2 [AMP93] (Tab. 5.3) (Abb. 5.8 (a)). Dieses Modul nutzt die Möglichkeit den Biasstrom mit der Kontrollspannung  $U_{LASdac}$  nach Bedarf einzustellen -  $U_{LASdac}$  gleich 2000 mV sind empfohlen.

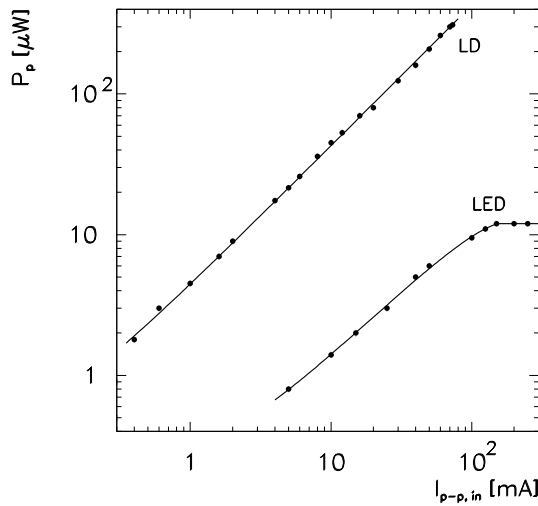


Abbildung 5.9: Optische Ausgangsleistung  $P_p$  nach 10 dB optischer Dämpfung gegen den Eingangsstrom  $I_{p-p,in}$  von LED und LD

Der PMT-Pulsstrom wird vor der LED zusätzlich um Faktor 25 verstärkt und dann auf den Biasstrom moduliert, so daß auch 1PE-Pulse bei nur  $\lesssim 4 \cdot 10^7$  PMT-Verstärkung zur Oberfläche übertragen werden können.

Die  $P/I$ -Charakteristik der LED ist bis zum maximalen Ausgangsstromes des zusätzlichen elektrischen Verstärkers von  $\sim 130$  mA befriedigend linear (Abb. 5.9). Darüber bleibt die optische Ausgangsleistung allerdings konstant, weil der Ausgangsstrom des Verstärkers bei PMT-Pulsströmen größer als 6 mA begrenzt wird.

Obwohl der lineare Signalbereich des Photovervielfachers nun etwa 100 PE umfaßt, können aufgrund des begrenzten Ausgangsstromes, der ineffizienten Strom-zu-Licht-Konversion und der limitierten LED-Ausgangsleistung theoretisch nur ca. 10 PE übertragen werden (vgl. Kap 7.1.1).

Das Modul aus Irvine nutzt dagegen eine effizientere Laserdiode Mitsubishi FU-17SLD-F1 [MIT] (Tab. 5.3). Die PMT-Pulsströme werden direkt auf den Biasstrom moduliert und bis  $\gtrsim 80$  mA linear übertragen (Abb. 5.9). Der Biasstrom kann bei diesem Modul nicht kontrolliert werden, wird aber in Abhängigkeit vom Strom durch eine Monitor-Photodiode geregelt (Abb 5.8 (b)).

Vergleicht man die  $P/I$ -Charakteristik von LED und Laserdiode, erkennt man, daß bei gleichen Eingangsstrom  $I_{p-p,in}$  die optische Ausgangsleistung der Laserdiode rund 30-mal höher als die der LED ist, d.h. daß für die gleiche Ausgangsleistung der 30-fache Strom durch die Leuchtdiode notwendig ist.

Deshalb brauchen die PMT-Pulse auf dem LD-Aufsteckmodul nicht zusätzlich verstärkt zu werden.

Darüber hinaus ist die maximale optische Ausgangsleistung der Laserdiode ebenfalls größer als die der LED, so daß es möglich sein sollte den gesamten linearen Signalbereich des Photovervielfachers bei  $4 \cdot 10^7$  PMT-Verstärkung zu übertragen.

Am Ende einer Mono-Moden Glasfaser mit 10 dB optischer Dämpfung ist die maximale optische Leistung  $P_p$  der Laserdiode größer als 300  $\mu$ W.

Für Labortests am DESY Zeuthen standen erst einige Monate nach der Saison 99/00 ein original LED-Aufsteckmodul und ein optischer Transmitter mit Laserdiode zur Verfügung.



## Kapitel 6

# Die Empfangs- und Kontrollelektronik des digitalen Analogen Optischen Moduls

Gegenstück von bis zu acht digitalen Analogen Optischen Modulen ist an der Oberfläche das sogenannte *Power & Control Module* (P&C-Modul), das jeden dAOM mit Spannung versorgt, Schnittstelle zur digitalen Kommunikation mit den Optischen Modulen ist sowie deren elektrisch-analoge PMT-Pulse empfängt und aufbereitet (Abb. 6.1) (Abb. C.4).

Das P&C-Modul ist im 6U-Euroformat aufgebaut, so daß es in ein standardisiertes Einschubsystem gesteckt werden kann. Es braucht von dort nur mit +5 VDC versorgt zu werden. Auf der Modulfront befinden sich ein Stiftgehäuse für die dAOM-Versorgungsspannung, vier 4-polige Buchsen für die TQ-Kabel zu den dAOMs, acht LEMO-Buchsen, um die PMT-Pulse zur Datennahme zu übertragen, und ein 9-poliges SubD-Stiftgehäuse zur Verbindung mit der seriellen Schnittstelle eines PC's oder einer Konsole.

### Spannungsversorgung

Alle dAOMs werden von einer gemeinsamen, externen 60 VDC-Spannungsquelle versorgt. Jeder dAOM kann jedoch individuell über Optorelais NAI S AQV252 [NAI] an- bzw. ausgeschaltet werden. Zudem gibt es die Möglichkeit, zu große Ströme zu den einzelnen dAOMs zu detektieren. Die Schwellenspannung für die Stromkontrolle wird dazu für alle Kanäle gemeinsam von einem DAC [LTb] mit 12 Bit/4.096 V erzeugt.

Die Optorelais, der DAC und die Stromkontrollsignale werden durch einen *Microcontroller*, der mitsamt seiner nahen Peripherie dem im dAOM gleicht (Kap. 5) [SIE97] [XIC01] [ZMD01] [ALT01] [AD000a], angesteuert und überwacht (Tab. C.6) (Tab. C.7).

So wie die digitalen Analogen Optischen Module ist auch jeder Empfangskanal durch einen Transformator VAC T60403-M5024-X008 galvanisch vom Verbindungskabel getrennt. Während aber im dAOM die Versorgungsspannung auf der Sekundärseite abgegriffen wird, wird sie an der Oberfläche dort eingespeist. Damit die Primär- und die Sekundärseite tatsächlich voneinander getrennt sind, werden alle Kontrollsignale durch Optokoppler Agilent Technologies HCPL-0201 und HCNR200 [AT999a] [AT999b] übertragen. Daneben werden die Bauteile im Sekundärkreis von einem separaten DC/DC-Wandler [TRA] versorgt.



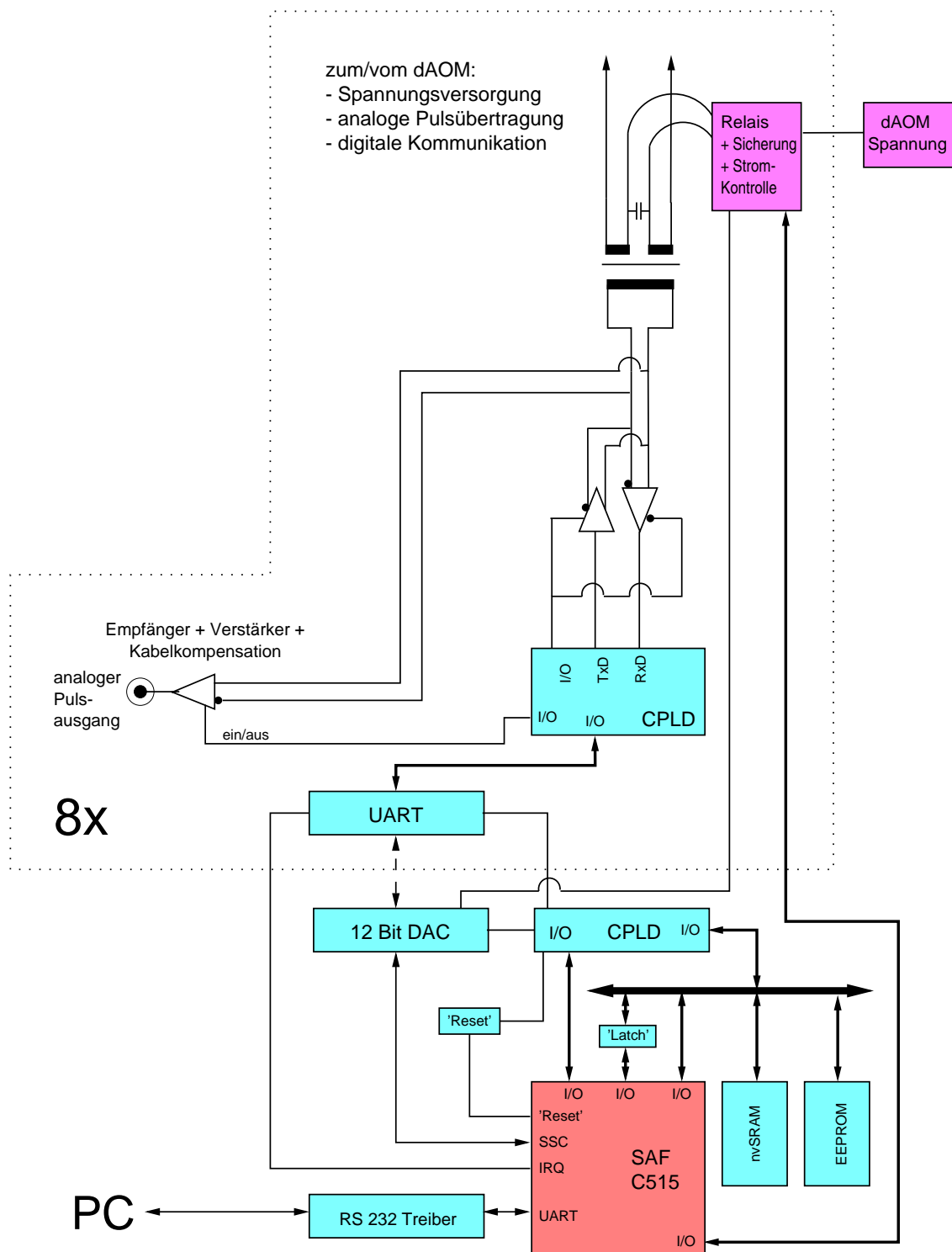


Abbildung 6.1: Das P&C-Modul im Überblick

## Digitale Kommunikation

Zur Kontrolle und Auslese des P&C-Moduls nimmt dessen MCU zeichen-orientierte Befehlssequenzen der Form

C8 — *Befehlskürzel* — *Leerzeichen* — *Parameter* —  $\langle \text{CR} \rangle \langle \text{LF} \rangle$

an, die sie über einen CMOS RS-232 Treiber/Empfänger Analog Devices ADM 202JRN [AD001] und ihre integrierte, asynchrone serielle Schnittstelle empfängt. Die Einstellungen der RS-232 Schnittstelle sind 9600  $\frac{\text{Bit}}{\text{s}}$ , 8  $\frac{\text{Bit}}{\text{Zeichen}}$ , keine Parität und ein Stop-Bit. Die elektrische Übertragung erfolgt mittels der Signale RxD und TxD bezogen auf Masse über ein 1:1-Verbindungskabel.

BEFEHLSKÜRZEL	PARAMETER	BESCHREIBUNG
Q		fordert die aktuellen Modul-Parameter an
K	<i>Schwellenspannung</i>	Stromkontrolle: <i>Schwellenspannung</i> [mV]
H	0, 1 ... bzw. 7:0 bzw. 1	schaltet den dAOM 0, 1 ... bzw. 7 an/aus
E		schaltet alle analogen Empfänger ein
D		schaltet alle analogen Empfänger aus
W	<i>Programmzeile</i>	schreibt eine <i>Programmzeile</i> eines neuen Steuerprogramms in das nvSRAM (Intel <i>Hex-File-Format</i> )
I		generiert ein manuelles <i>Reset</i>

Tabelle 6.1: P&C-Modul-Befehle

Im Standard-Steuerprogramm erkennt das Modul die Befehle aus Tabelle 6.1. Es antwortet darauf mit einer Wiederholung des empfangenen Befehls, ggf. mit dem aktuellen Modul-Parametern und einer neuen Eingabeaufforderung.

Befehle der Art

C — 0, 1 ... bzw. 7 — *dAOM Befehl*

(Tab. 5.1) werden von der MCU adressdekodiert an den entsprechenden dAOM übertragen und die darauffolgende dAOM-Antwort wird ohne jegliche Interpretation nach Empfang an den PC bzw. die Konsole weitergeleitet. Auch in diesem Fall antwortet das P&C-Modul mit einer neuen Eingabeaufforderung.

Physikalisch kommuniziert die MCU mit den Optischen Modulen über ihre integrierte, synchrone serielle Schnittstelle und jeweils einem UART Maxim MAX 3100CEE [MAX97a], einer De-/Kodierlogik in einer CPLD Altera EPM7064STC44-10 [ALT01]<sup>1</sup> und einem Sender/Empfänger [LTa] (Kap. 5).

Neben dem DAC sind also auch acht UART-Bausteine an die synchrone serielle Schnittstelle angeschlossen, so daß die MCU im allgemeinen nur Daten von dem dAOM-Kanal empfängt, über den sie zuletzt ein Befehl gesendet hat und dessen UART deshalb aktiviert wurde<sup>2</sup>.

<sup>1</sup>Aufgrund damaliger Lieferschwierigkeiten wurde die CPLD Philips PZ5064NSBC durch ein größtenteils kompatiblen Baustein Altera EPM7064STC44-10 ersetzt.

<sup>2</sup>Prinzipiell könnte aber auch jeder UART den Empfang von dAOM-Daten mit einem IRQ-Signal (*Interrupt Request*) anzeigen und daraufhin vom *Microcontroller* angesprochen werden.

## Elektrisch-analoger Pulsempfang

Die PMT-Pulse der digitalen Analogen Optischen Module werden zunächst von differentiellen Empfängern Maxim MAX 4144ESD [MAX98b] um einen Faktor  $\sim 2$  und dann von Operationsverstärkern Maxim MAX 4213ESA [MAX98a] so frequenzabhängig verstärkt, daß die ebenfalls frequenzabhängige Dämpfung des Kabels zum Teil kompensiert wird und damit steilere führende Pulsflanken erreicht werden (Abb. 6.2).

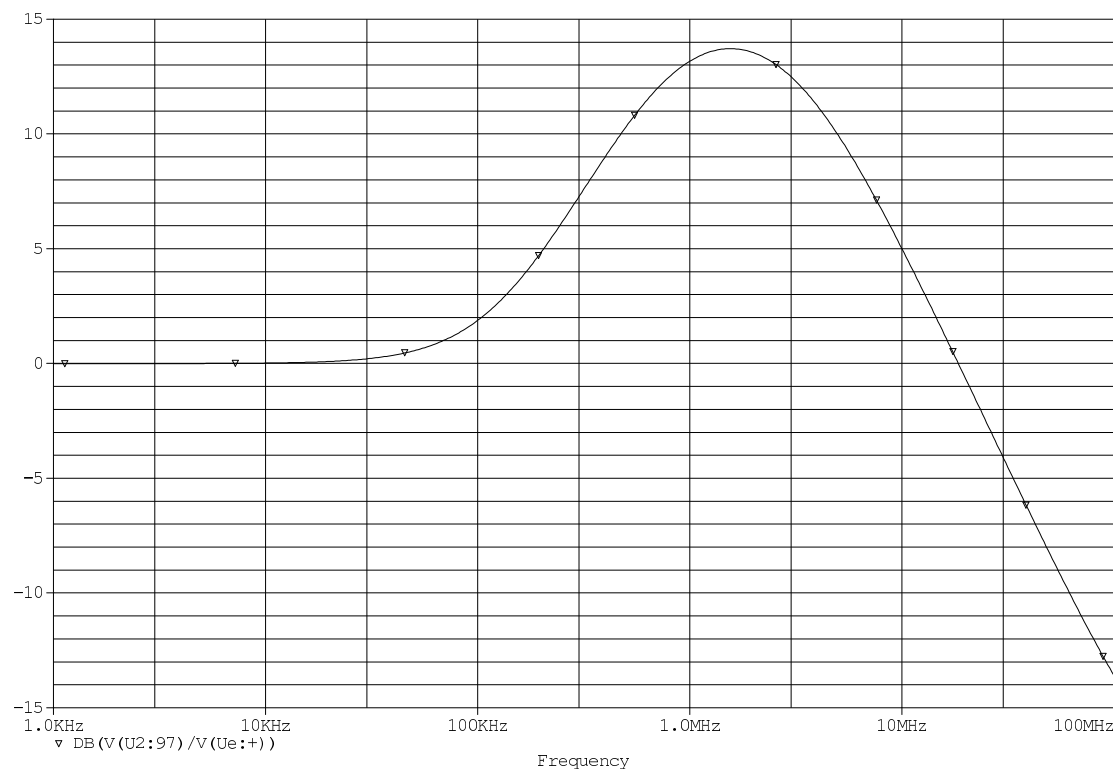


Abbildung 6.2: Relativer Frequenzgang in dB des beschalteten Operationverstärkers Maxim MAX 4213 (PSPICE Simulation). Die PMT-Pulse der digital Analogen Optischen Module werden u.a. durch diesen Verstärker, dessen Frequenzverhalten als eine Kombination eines Tiefpasses und eines Bandpasses beschrieben werden kann, verstärkt. Während sehr hochfrequentes Rauschen ab ca. 15 MHz herausgefiltert wird, werden die Frequenzen im Bereich der Kabel-Grenzfrequenz besonders betont, um deren Dämpfung im Kabel zu kompensieren und die Flankensteilheit der dAOM-Pulse zu verbessern.

Problematisch ist, daß analoge und digitale Signale auf demselben Kabel zur Oberfläche gesendet werden, weshalb während Zeiten digitaler Kommunikation die Datennahme durch digitale Pulse gestört werden würde. Darum detektieren die CPLDs der De-/Kodierlogik automatisch Kommunikationsequenzen und schalten während dieser die betroffenen analogen Empfänger ab. Allerdings werden zumindest die ersten digitalen Signale auch weiterhin analog registriert, da die digitale Kommunikation frühestens anhand der Synchronisationsfolge an deren Anfang erkannt wird. Es empfiehlt sich somit, die analogen Empfänger vor einer Kommunikation mit den Optischen Modulen per P&C-Modul-Befehl abzuschalten.

## 6.1 Eigenschaften der aktiven elektrisch-analogen Pulsübertragung

Vorrangiges Ziel der aktiven elektrisch-analogen Pulsübertragung ist es, 1PE-Signale auch bei nur kleinen PMT-Verstärkungen ( $\lesssim 10^8$ ) zur Oberfläche senden zu können.

Die Abbildungen 6.3 (a) und (b) zeigen 1PE-Ladungsspektren eines Photovervielfachers R5912-02<sup>3</sup> bei  $-40^\circ\text{C}$  mit PMT-Verstärkungen von  $8 \cdot 10^7$  (1359 V) und  $1.2 \cdot 10^8$  (1419 V).

Die Abbildungen 6.3 (c) und (d) stellen die dazugehörigen dAOM-Amplitudenspektren dar, d.h. die PMT-Pulse wurden in die dAOM-Elektronik eingespeist, über 2.7 km Kabel übertragen, vom P&C-Modul empfangen und dann mit einem pADC vermessen.

Setzt man eine Diskriminatorschwelle von  $50\text{ mV} \propto 0.3\text{ PE}$  voraus, sollte die dAOM-Verstärkung so gewählt werden, daß an der Oberfläche 1PE-Signale eine Pulsamplitude von ca. 150 mV erreichen. Bei 1359 V ist dazu im dAOM  $U_{CtrlGain}$  gleich 3400 mV zu setzen, währenddessen bei 1419 V schon 2400 mV ausreichen.

Die Spektren für 1359 V lassen eindrucksvoll erkennen, daß selbst bei kleinen PMT-Verstärkungen und maximalen Kabellängen im AMANDA-Detektor die PMT-Pulsübertragung möglich ist. Allerdings deuten sich auch Probleme an, denn während die erhöhte Hochspannung das  $P/V$ -Verhältnis der Ladungsspektren nur leicht von 1.9 auf 2.0 verbessert, steigt das der Amplitudenspektren dann signifikant von 1.6 auf 2.0. Grund dafür könnte neben dem bei kleinen PMT-Verstärkungen stärkeren Einfluß des zusätzlichen dAOM-Rauschpegels, auch eine Nicht-Linearität der aktiven elektrisch-analogen Pulsübertragung sein, die die Breite der 1PE-Verteilung bei größeren PMT-Verstärkungen vermindert und damit das  $P/V$ -Verhältnis steigert.

Weitere Indizien für eine Nicht-Linearität liefert der Zusammenhang zwischen der dAOM-Amplitude  $U_{p,dAOM}$  und der dAOM-Verstärkung  $U_{CtrlGain}$ .

Zu dessen Untersuchung wurden anstelle von PMT-Pulsen Rechteckpulse mit 15 ns Breite (FWHM) in die dAOM-Elektronik eingespeist, nachdem sie durch eine Kombination von Dämpfungsgliedern und Verstärkern auf Pulsflanken von ca. 3 ns Länge verschliffen worden waren. Für Eingangsamplituden  $U_{p-p,in}$  von 50 mV, 100 mV, 250 mV und 500 mV wurde  $U_{CtrlGain}$  zwischen 1200 mV und 3200 mV variiert, die dAOM-Amplitude  $U_{p,dAOM}$  nach 2.7 km TQ-Kabel gemessen und auf  $U_{p-p,in}$  normiert (Abb. 6.4).

Es zeigt sich, daß für alle Eingangsamplituden die normierte dAOM-Amplitude linear mit der dAOM-Verstärkung anwächst. Allerdings fällt auf, daß bei einer festen dAOM-Verstärkung Pulse kleiner Eingangsamplituden nahezu gleich, Pulse größerer Eingangsamplituden aber immer weniger verstärkt werden. Dies bedeutet, daß die Übertragungscharakteristik des digital Analogen Optischen Moduls erst nahezu linear, dann aber zunehmend gekrümmt verläuft. Diese Nicht-Linearität wächst zudem zu großen dAOM-Verstärkungen hin an, da sich die normierten dAOM-Amplituden für große Eingangssignale flacher als für kleine mit der dAOM-Verstärkung entwickeln.

Damit werden bei größeren PMT-Verstärkungen die kleinen Amplituden unterhalb des Tales des 1PE-Spektrums neutral übertragen und die größeren Amplituden der 1PE-Verteilung zu einer dAOM-Amplituden hingeschoben, so daß sich tatsächlich das  $P/V$ -Verhältnis des Spektrums verbessert.

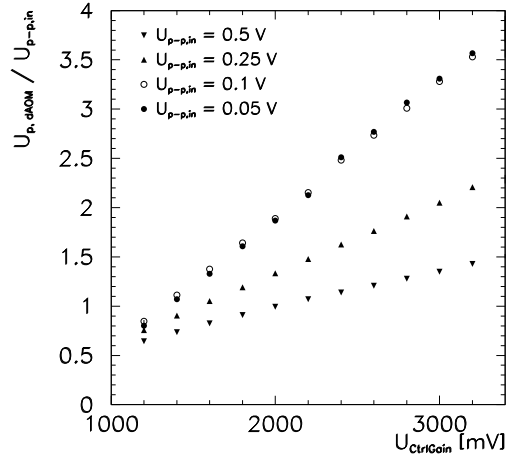
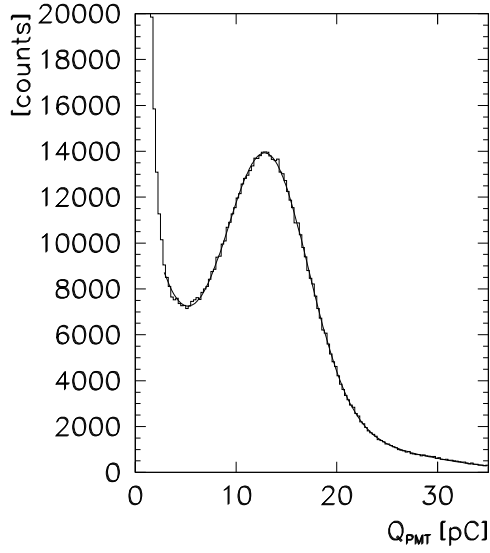
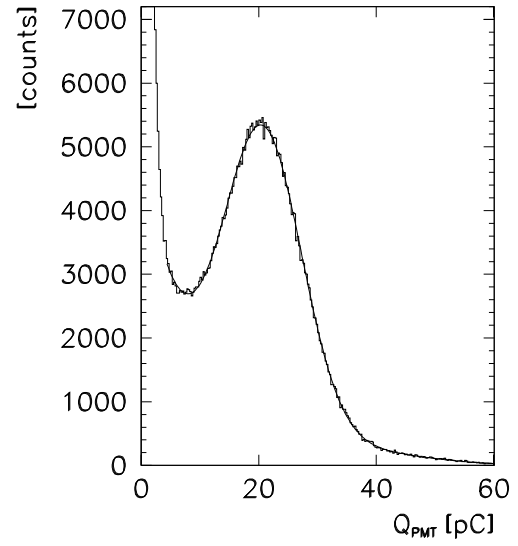


Abbildung 6.4: Linearer Zusammenhang zwischen der mittleren, normierten dAOM-Amplitude und der dAOM-Verstärkung  $U_{CtrlGain}$

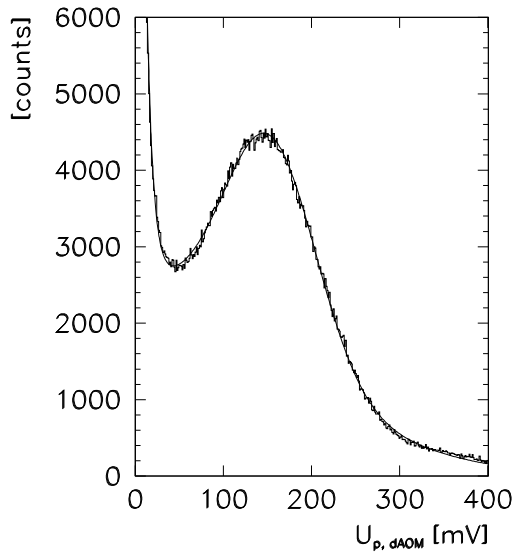
<sup>3</sup>mit PMT-Basis ISEG PHQ5912



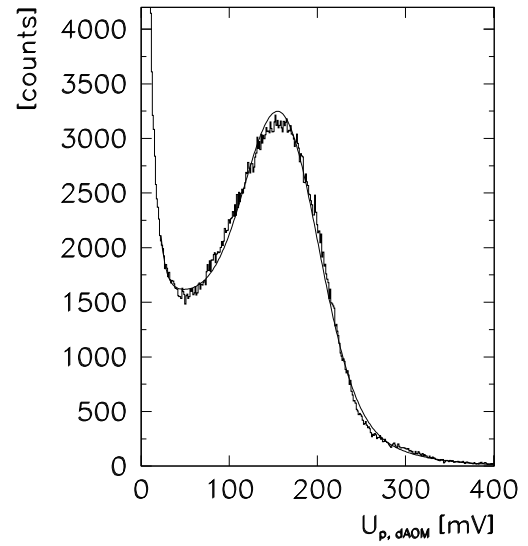
(a)  $U_A = 1359 \text{ V}$ ,  $\mu_{PMT} = 8 \cdot 10^7$ ,  $P/V = 1.9$



(b)  $U_A = 1419 \text{ V}$ ,  $\mu_{PMT} = 1.2 \cdot 10^8$ ,  $P/V = 2.0$



(c)  $U_A = 1359 \text{ V}$ ,  $U_{CtrlGain} = 3400 \text{ mV}$ ,  
 $\langle U_{p,dAOM} \rangle = 145 \text{ mV}$ ,  $P/V = 1.6$



(d)  $U_A = 1419 \text{ V}$ ,  $U_{CtrlGain} = 2400 \text{ mV}$ ,  
 $\langle U_{p,dAOM} \rangle = 155 \text{ mV}$ ,  $P/V = 2.0$

Abbildung 6.3: PMT-Ladungsspektren und daOM-Amplitudenspektren bei PMT-Verstärkungen von  $\lesssim 1 \cdot 10^8$  und einer Kabellänge von ca. 2.7 km

### 6.1.1 Untersuchung der Nicht-Linearität der aktiven elektrisch-analogen Pulsübertragung

Zur Untersuchung der Nicht-Linearität der aktiven elektrisch-analogen Pulsübertragung wurde die Eingangsamplitude der Rechteckpulse  $U_{p-p,in}$  zwischen 50 mV und 1500 mV variiert und die entsprechenden mittleren dAOM-Amplituden  $U_{p,dAOM}$  nach 2.7 km Kabel mit einem Oszilloskop gemessen.

Einzelne Meßreihen zu Eingangspulsbreiten von 10 ns, 20 ns und 30 ns (FWHM) und dAOM-Verstärkungen  $U_{CtrlGain}$  gleich 1600 mV, 2400 mV und 3200 mV sind in Abbildung 6.5 dargestellt.

Für alle Eingangspulsbreiten und dAOM-Verstärkungen zeigt sich eine mitunter stark gekrümmte Übertragungscharakteristik, die im allgemeinen sehr gut durch eine logarithmische Funktion beschrieben werden kann. Ausnahmen bilden nur die Messungen bei einer dAOM-Verstärkung von  $U_{CtrlGain}$  gleich 3200 mV und großen Eingangspulsbreiten, was darauf zurückzuführen ist, daß dann die dAOM-Amplitude für große Eingangsspannungen nicht nur von der gekrümmten Übertragungscharakteristik, sondern auch von der Amplitudenbegrenzung der Verstärkerelektronik beeinflusst wird. Bei dieser dAOM-Verstärkung verhält sich zudem die Streuung der dAOM-Amplituden<sup>4</sup> auffällig, denn wenn sie auch sonst vernachlässigbar klein ist, scheint sie bei Eingangspulsanladungen von über 250 pC unverhältnismäßig groß zu werden, was wieder auf die Amplitudenbegrenzung zurückzuführen ist. Jedesmal, wenn die Verstärkerschaltung im dAOM übersteuert, folgt dem eigentlichen Puls ein recht großer positiver Überschwinger, der sogar lang anhaltende Oszillation hervorrufen kann, womit die Grundlinie weiterer Pulse gestört ist und deren Amplitude entweder angehoben oder gesenkt wird.

Ein weiteres interessantes Ergebnis dieser Untersuchung ist, daß aufgrund der integrierenden Wirkung des Pulsformers im dAOM und des Übertragungskabels, die dAOM-Amplitude  $U_{p,dAOM}$  nicht nur von der Amplitude  $U_{p-p,in}$ , sondern auch von der Breite der Rechteckpulse abhängt, so daß neben der Darstellung in Abbildung 6.5 auch eine in der Form von Abbildung 6.6 zweckmäßig erscheint.

Stellvertretend für alle dAOM-Verstärkungen wurde hier für ein  $U_{CtrlGain}$  von 2400 mV die dAOM-Amplitude  $U_{p,dAOM}$  gegen die Eingangspulsanladung  $Q_{in}$  aufgetragen. Wieder ergibt sich eine gekrümmte Übertragungscharakteristik, doch streuen nun alle Punkte unabhängig von der zugrunde liegenden Eingangspulsbreite um eine gemeinsame, gedachten Kurve. Die dAOM-Amplitude ist nämlich nur indirekt von der Eingangsamplitude, aber direkt von der Eingangspulsanladung abhängig.

Neben der (Nicht-)Linearitätsmessung mit Generatorpulsen wurden ähnliche Untersuchungen auch mit PMT-Pulsen gemacht. Dazu wurde ein Photovervielfacher Hamamatsu R5912-02<sup>5</sup> bei einer PMT-Verstärkung von  $1.2 \cdot 10^8$  mit kurzen, blauen LED-Lichtpulsen wachsender Intensität beleuchtet und dessen PMT-Pulse sowohl direkt mit einem qADC vermessen als auch mit einem dAOM<sup>6</sup> übertragen. Die Messung der dAOM-Amplituden erfolgte nach 2.7 km TQ-Kabel am analogen Ausgang des P&C-Moduls mit

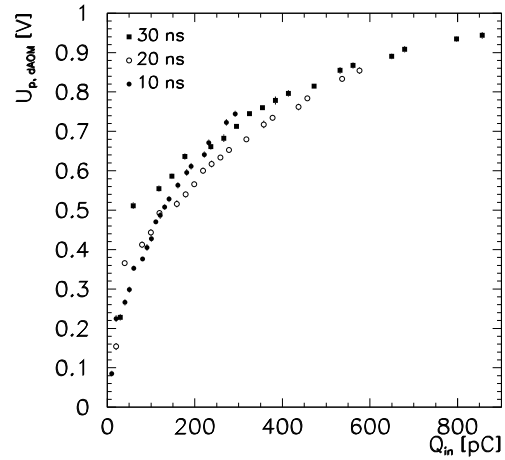
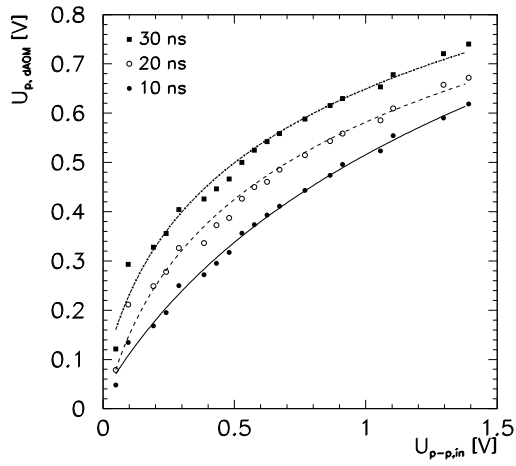


Abbildung 6.6: Abhängigkeit der mittleren dAOM-Amplitude  $U_{p,dAOM}$  von der Eingangspulsanladung  $Q_{in}$  für eine dAOM-Verstärkung von  $U_{CtrlGain}$  gleich 2400 mV

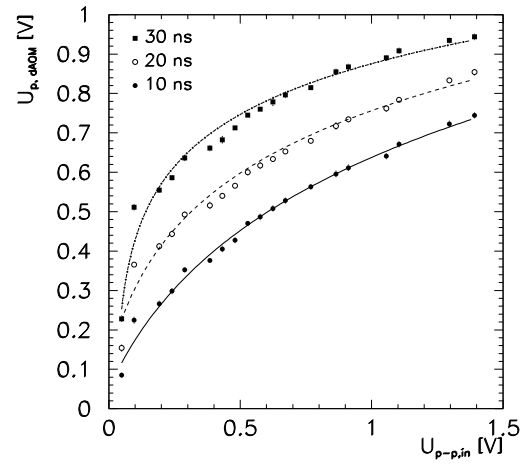
<sup>4</sup>In Abbildung 6.5 wurden anstelle der Fehler der Mittelwerte deren Streuungen eingezeichnet, um deutlich zu machen, wie bei großen Eingangspulsamplituden/-ladungen die Pulsübertragung instabil wird.

<sup>5</sup>mit PMT-Basis ISEG PHQ5912

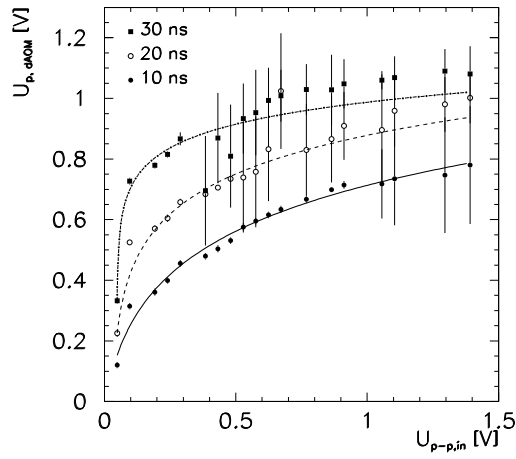
<sup>6</sup> $U_{CtrlGain} = 2400$  mV



(a)  $U_{CtrlGain} = 1600$  mV



(b)  $U_{CtrlGain} = 2400$  mV



(c)  $U_{CtrlGain} = 3200$  mV

Abbildung 6.5: Nicht-Linearität der aktiven elektrisch-analogen Pulsübertragung für verschiedene dAOM-Verstärkungen und Eingangspulsbreiten

einem pADC.

Insgesamt wurden 180000 Ereignisse registriert, für die die jeweilige PMT-Ladung  $Q_{PMT}$  und dAOM-Amplitude  $U_{p,dAOM}$  in Abbildung 6.7 (a) dargestellt sind. Abbildung 6.7 (b) zeigt das Profil dieses Diagramms, d.h. die mittlere dAOM-Amplitude ist gegen die mittlere Ladung  $Q_{PMT}$  aufgetragen.

Obwohl die Übertragungscharakteristik wieder den gewohnten, gekrümmten Verlauf<sup>7</sup> hat (Abb. 6.7 (b)), stört die große Streuung der Meßwerte (Abb. 6.7 (a)), die zum einen eine Folge der PMT-Eigenschaften und zum anderen eine Folge der 90 ns kurzen Torzeit des qADC's ist.

Jeder PMT-Hauptpuls kann von PMT-Nachpulsen begleitet werden - die Wahrscheinlichkeit dafür steigt mit der PMT-Pulsladung an. Während der qADC nur die Ladung des Hauptpulses mißt, integriert die dAOM-Verstärkerschaltung und das Verbindungskabel die Ladung von diesem Puls und den eventuell kurz darauf folgenden Pulsen, d.h. daß die Messung der PMT-Ladung insensitive gegenüber Nachpulsen ist, die Messung der dAOM-Amplitude dagegen nicht. Deshalb wurden in Abbildung 6.7 (a) Datenpunkte zu Ereignissen ohne Nachpulse schwarz, mit einem Nachpuls grün, mit zwei Nachpulsen blau und mit mehr als zwei Nachpulsen rot gefärbt, so daß sich diese vier Ereignisklassen darin als Bänder absetzen.

Ereignisse ohne Nachpulse dominieren naturgemäß den Bereich kleiner PMT-Pulsladungen  $Q_{PMT}$ . Doch finden sie sich in selteneren Fällen auch bei mittleren und großen Ladungen wieder (Abb. 6.7 (c)). Generell produzieren diese Ereignisse bei gleichen Pulsladungen aber kleinere dAOM-Amplituden als Ereignisse mit Nachpulsen. Ereignisse mit einem Nachpuls sind demgegenüber auf nahezu alle PMT-Pulsladungen gleichverteilt. Ereignisse mit zwei und mehr als zwei Nachpulsen werden meist nur von PMT-Hauptpulsen mit großen Ladungen erzeugt. Letztlich zeigt sich, daß jede Ereignisklasse der Anzahl an Nachpulsen entsprechend größere dAOM-Amplituden hat und daß diese jeweils einer gekrümmten Übertragungscharakteristik folgen (Abb. 6.7 (d)). Die Streuung der dAOM-Amplituden ist für jede einzelne Ereignisklasse signifikant kleiner als für alle Ereignisse gemeinsam.

Der Vorteil einer gekrümmten Übertragungscharakteristik besteht darin, daß auch noch recht große PMT-Pulsladungen übertragen werden können, obwohl die dAOM-Amplitude schon bei etwa 1500 mV übersättigt. Wenn der PMT bei einer Verstärkung von  $1 \cdot 10^8$  betrieben wird und man das System so einstellt, daß 1PE-Pulse eine dAOM-Amplitude von ca. 150 mV haben, würde mit einer linearen Übertragung der mögliche Signalumfang nur  $\sim 10$  PE betragen, während man mit der nicht-linearen Übertragung fast 40 PE erreichen kann. Allerdings nimmt die Amplitudenauflösung dann zu großen PMT-Pulsen hin ab.

Dennoch war die gekrümmte Charakteristik der aktiven elektrisch-analogen Pulsübertragung nicht beabsichtigt, da ein nicht-linearer Zusammenhang zwischen der PMT-Pulsladung  $Q_{PMT}$  und der dAOM-Amplitude  $U_{p,dAOM}$  kalibriert werden muß, um  $U_{p,dAOM}$  später als zusätzliche Information verwerten zu können. Dazu wäre in Zukunft ein geregelter elektrischer oder optischer Pulsgenerator im dAOM hilfreich<sup>9</sup>.

Alternativ gibt es aber noch die Möglichkeit die Übertragungscharakteristik indirekt zu eichen: Angenommen der dAOM soll mit einer Hochspannung von 1419 V betrieben werden, dann gilt nach Gleichung 4.1 für die mittlere 1PE-Pulsladung  $\langle Q_{PMT}(U_A) \rangle$  bei einer 'beliebigen' Hochspannung<sup>10</sup>  $U_A$ :

$$\frac{\langle Q_{PMT}(U_A) \rangle}{\langle Q_{PMT}(1419 \text{ V}) \rangle} = \left( \frac{U_A}{1419 \text{ V}} \right)^{kn}, \quad (6.1)$$

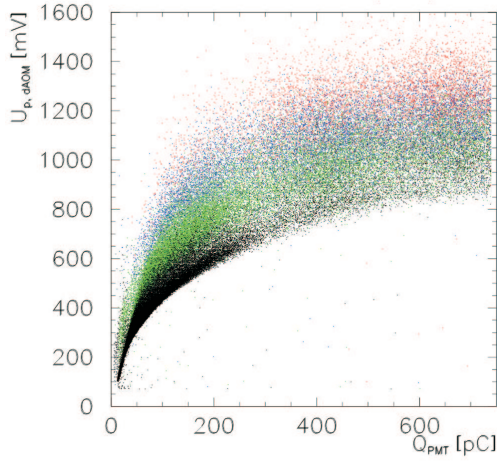
<sup>7</sup>mit dem Einfluß der Amplitudenbegrenzung bei große PMT-Ladungen

<sup>8</sup>Abbildung 6.7 (a) wurde für die elektronische Veröffentlichung komprimiert. Dadurch reduzierte sich die Zahl der abgebildeten Messpunkte und daraufhin auch der Informationsgehalt dieser Abbildung.

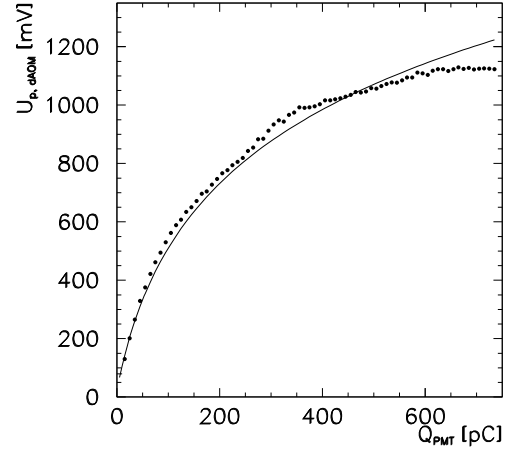
<sup>9</sup>Die Glasfaser wäre für die dAOMs beschädigt, bei denen man die elektrisch-analoge Pulsübertragung als *Fallback Solution* einsetzen würde. Somit könnten darüber auch keine Laserpulse von der Oberfläche in das Eis zur Kalibration gesendet werden.

<sup>10</sup>Die Hochspannung  $U_A$  ist nur insofern beliebig, als  $\mu$  und  $U_A$  Gleichung 4.1 erfüllen sollten. Der PMT sollte also noch im linearen Bereich betrieben werden.

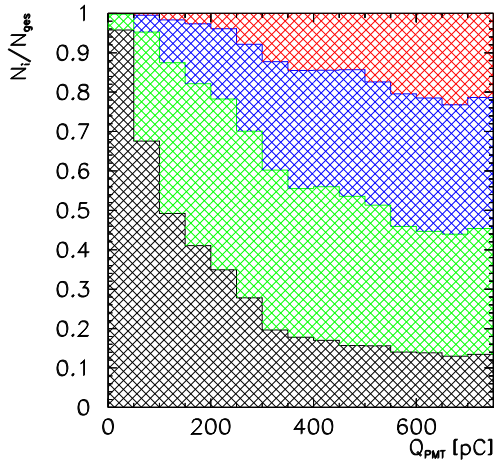




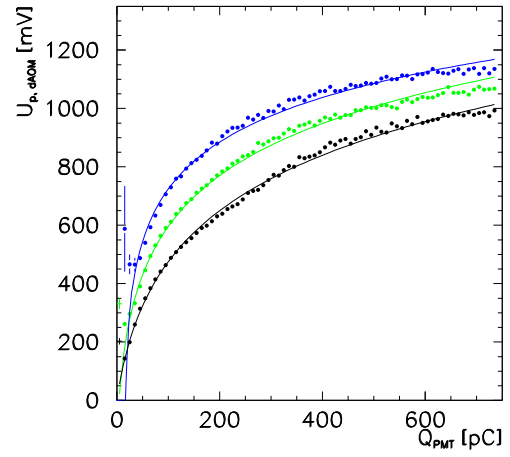
(a) dAOM-Amplitude gegen die PMT-Pulsladung für Ereignisse mit keinem (schwarz), einem Nachpuls (grün) sowie zwei (blau) und mehr als zwei (rot) Nachpulsen



(b) Logarithmischer Verlauf der Übertragungscharakteristik von der mittleren PMT-Pulsladung und der mittleren dAOM-Amplitude



(c) Anteil der Ereignisse mit keinem (schwarz), einem Nachpuls (grün) sowie zwei (blau) und mehr als zwei (rot) Nachpulsen gegen die PMT-Pulsladung



(d) Logarithmischer Verlauf der Übertragungscharakteristik von der mittleren PMT-Pulsladung und der mittleren dAOM-Amplitude für Ereignisse mit keinem (schwarz), einem Nachpuls (grün) sowie zwei (blau) Nachpulsen

Abbildung 6.7: Übertragungscharakteristik von PMT-Pulsladung  $Q_{PMT}$  und dAOM-Amplitude  $U_{p,dAOM}$ .<sup>8</sup>

Demnach ist der Ausdruck auf der rechten Seite von Gleichung 6.1 ein indirektes Maß der Ladung  $\langle Q_{PMT}(U_A) \rangle$  in Einheiten der mittleren 1PE-Pulsladung bei der gewünschten Betriebsspannung von 1419 V.

Um die Übertragungscharakteristik zu kalibrieren, ermittelt man nun die normierte, mittlere 1PE-Amplitude

$$\langle u_{p,dAOM}(U_A) \rangle = \frac{\langle U_{p,dAOM}(U_A) \rangle}{\langle U_{p,dAOM}(1419 \text{ V}) \rangle} \quad (6.2)$$

für unterschiedliche Hochspannungen  $U_A$  und bestimmt daraus eine Funktion

$$f(u_{p,dAOM}(U_A)) = \left( \frac{U_A}{1419 \text{ V}} \right)^{kn} = u_A \quad (6.3)$$

der Art, daß später für jede normierte dAOM-Amplitude  $u_{p,dAOM}$  die normierte PMT-Ladung

$$q_{PMT,berechnet} = f(u_{p,dAOM}) = \frac{Q_{PMT}}{\langle Q_{PMT}(1419 \text{ V}) \rangle} \quad (6.4)$$

berechnet werden kann (Abb. 6.8).

$u_{p,dAOM}$  würde also grob  $q_{PMT,berechnet}$  Photoelektronen entsprechen.

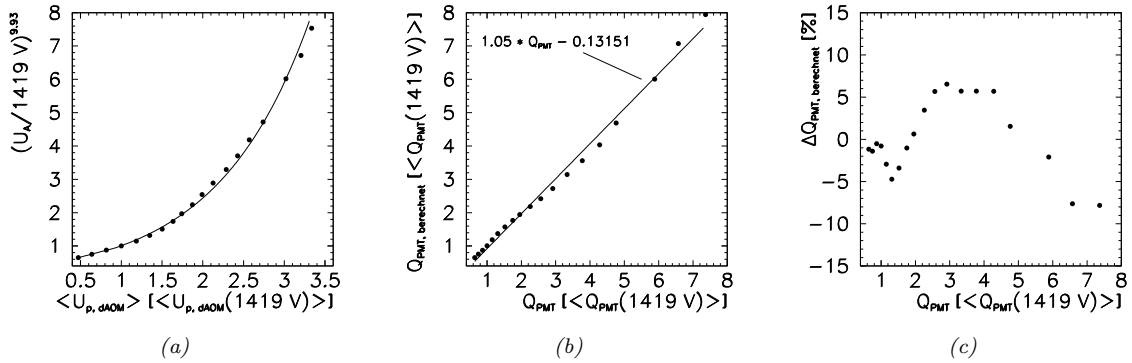


Abbildung 6.8: Indirekte Kalibrierung der Übertragungscharakteristik von dAOM-Amplitude und PMT-Pulsladung:

Hier wurde die normierte, mittlere 1PE-Amplitude  $\langle u_{p,dAOM}(U_A) \rangle$  für Hochspannungen  $U_A$  zwischen 1359 V und 1739 V bestimmt und der Zusammenhang von  $\langle u_{p,dAOM}(U_A) \rangle$  und der indirekten, normierten, mittleren 1PE-Pulsladung  $u_A$  als Funktion  $f(u_{p,dAOM})$  beschrieben (a).

Daraus kann für jede normierte dAOM-Amplitude  $u_{p,dAOM}(U_A)$  die normierte PMT-Pulsladung  $q_{PMT,berechnet} = f(u_{p,dAOM})$  berechnet werden, die nahezu identisch mit der tatsächlichen normierten Ladung  $q_{PMT}$  ist (b).

Die berechnete, normierte  $q_{PMT,berechnet}$  ist in diesem Beispiel auf etwa  $\pm 10 \%$  genau (c).

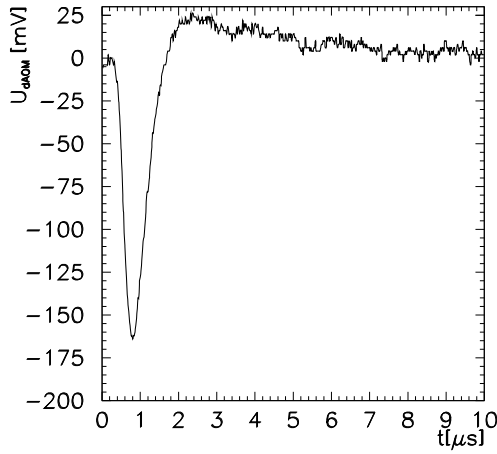
In Kapitel 4.2.3 wurde bereits gezeigt, daß die Konstante  $kn$  sowohl für den PMT Hamamatsu R7081-20 als auch für den PMT Hamamatsu R5912-01 temperaturunabhängig gleich  $\sim 9.93$  ist. Daneben gibt Hamamatsu für jeden gelieferten Photovervielfacher jeweils zwei Betriebsspannungen mit den entsprechenden PMT-Verstärkungen an, so daß sich  $kn$  ggf. auch für jedes Optische Modul individuell berechnen läßt.

### 6.1.2 Untersuchung der Zeiteigenschaften der aktiven elektrisch-analog- gen Pulsübertragung

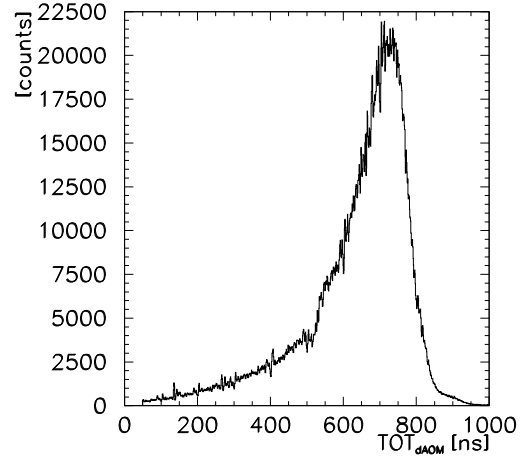
Großer Nachteil der aktiven elektrisch-analog- gen Pulsübertragung sind deren a priori schlechten Zeiteigenschaften.

Aufgrund der Pulsformung im dAOM und der Dispersion im TQ-Kabel haben die elektrisch-analog- gen dAOM-Pulse nach 2.7 km Kabel eine ca. 290 ns lange führende Pulsflanke und eine Pulsbreite von  $\sim 620$  ns (FWHM). Zudem wird jeder Puls von einem positiven Überschwinger gefolgt, der bei entsprechend großen dAOM-Verstärkungen und PMT-Pulsladungen die Stabilität der Amplitude von nachfolgenden Pulsen oder die digitale Kommunikation stören kann (Abb. 6.9 (a)).

Eine untere Grenze für die Doppelpulsaufösung wird im AMANDA-Detektor durch die Pulsbreite (TOT) von 1PE-Pulsen gesetzt. Bei einer PMT-Verstärkung von  $1.2 \cdot 10^8$ , einer dAOM-Verstärkung  $U_{CtrlGain}$  gleich 2400 mV und einer Diskriminatorschwelle von  $50 \text{ mV} \propto 0.3 \text{ PE}$  beträgt diese ca. 700 ns (Abb. 6.9 (b)).



(a) 1PE-Puls



(b) 1PE-Pulsbreitenverteilung (TOT)

Abbildung 6.9: Momentaufnahme der typischen Pulsform elektrisch-analoger 1PE-Pulse und deren Pulsbreitenverteilung ( $50 \text{ mV} \propto 0.3 \text{ PE}$ ) bei einer PMT-Verstärkung von  $1.2 \cdot 10^8$  und  $U_{CtrlGain}$  gleich 2400 mV nach 2.7 km TQ-Kabel

Eine weitere wichtige Zeiteigenschaft ist die Auflösung/Streuung der rekonstruierten Eingangspulszeiten in den dAOM, die im Labor für Rechteckpulse<sup>11</sup> mit einer Breite von 15 ns, Flanken von ca. 3 ns Länge und Amplituden zwischen 50 mV und 1500 mV gemessen wurde<sup>12</sup>.

Dazu wurden diese Rechteckpulse über einen dAOM und 2.7 km TQ-Kabel zum P&C-Modul übertragen<sup>13</sup> und von dort über einen aktiven analogen Verteiler auf einen pADC und einen Diskriminator gegeben. Die Diskriminatorpulse wurden darauf folgend von einem TDC mit 0.5 ns Auflösung registriert, so daß letztlich die Signallaufzeit vom analogen dAOM-Eingang bis zum TDC in Abhängigkeit von der dAOM-Amplitude gemessen wurde.

<sup>11</sup>Generatorpulse haben gegenüber PMT-Pulsen den Vorteil der vernachlässigbar kleinen Streuung der realen Eingangspulszeiten in den dAOM. Zudem ist deren Pulsamplitude leicht einzustellen und da die führenden Pulsflanken der PMT- und Rechteckpulse vergleichbar lang sind, dürften keine Beschränkungen der Allgemeinheit zu befürchten sein.

<sup>12</sup>100 mV entsprechen ungefähr der Amplitude eines 1PE-PMT-Pulses bei einer Verstärkung von  $1 \cdot 10^8$ .

<sup>13</sup> $U_{CtrlGain} = 2400 \text{ mV}$

Entscheidend ist, daß genauso wie im AMANDA-Detektor kein *constant Fraction*-Diskriminator, sondern ein Diskriminator mit einer festen Schwelle von 50 mV verwendet wurde, so daß die TDC-Pulsankunftszeiten entsprechend der 290 ns langen führenden Pulsflanke je nach dAOM-Amplitude um einige hundert Nanosekunden variieren können.

Die TDC-Pulsankunftszeiten können allerdings gemäß Gleichung 2.4 korrigiert werden, wenn man neben der Zeit- auch eine Amplitudeninformation ermittelt hat. Das Prinzip der Amplitudenkorrektur wird von Abbildung 6.10 skizziert:

Man erkennt zwei unterschiedliche große dAOM-Pulse<sup>14</sup>, die zur Zeit  $t = 0$  beginnen und deren Amplitude  $U_{p,dAOM}$  mit der Zeit  $t$  erst fällt und dann wieder anwächst.

Wenn die Pulse vom Diskriminator registriert werden, passiert dies um eine Zeit  $\Delta t_{le}$  verzögert auf der führenden Pulsflanke. Je kleiner der dAOM-Puls ist, desto später schaltet der Diskriminator und es addiert sich zu der 'realen' Pulszeit  $t = 0$  die zunehmend große Diskrepanz  $\Delta t_{le}$ .

Da die Pulsflanke für kleine Zeiten  $t$  durch eine Parabel<sup>15</sup> beschrieben werden kann, folgt die Diskrepanz  $\Delta t_{le}$  für kleine Quotienten  $\frac{1}{U_{p,dAOM}}$  einer Hyperbel - man betrachtet die Abbildung nun um  $90^\circ$  gedreht.

In Folge dessen, kann die registrierte Pulszeit  $t_{le}^*$  um  $\Delta t_{le} \propto \sqrt{1/U_{p,dAOM}}$  korrigiert werden.

Für große Zeiten  $t$ , d.h. kurz vor dem Pulsmaximum, ändert sich aber die Krümmung der Pulsflanke, womit sich sowohl die Pulsflanke als auch die Diskrepanz  $\Delta t_{le}$  von der Kurve  $K$  entfernen. Deshalb werden die Zeiten  $t_{le}^*$  von kleinen dAOM-Pulsen häufig unterkorrigiert.

In Abbildung 6.11 (a) ist für alle getesteten Eingangsamplituden die nur um eine ungefähre Signallaufzeit von  $11.5 \mu s$  teilkorrigierte TDC-Pulsankunftszeit  $t_{le}^*$  gegen den Kehrwert der Quadratwurzel der dAOM-Amplitude  $1/\sqrt{U_{p,dAOM}}$  aufgetragen.

Man erkennt, daß die Zeiten  $t_{le}^*$  tatsächlich linear mit den Werten auf der Abzisse anwachsen, womit die Amplitudenkorrektur möglich wird. Ohne die Korrektur würden die teilkorrigierte TDC-Pulsankunftszeiten um bis zu 130 ns variieren. Zudem zeigt die Abbildung, daß die TDC-Pulsankunftszeit für die kleinste aller dAOM-Amplituden wie erwartet leicht oberhalb der Geraden liegt, d.h. daß die Zeit  $t_{le}^*$  bei dieser Amplitude wirklich unterkorrigiert wird.

Abbildung 6.11 (b) stellt die Verteilung aller korrigierten/rekonstruierten Eingangspulszeiten in den dAOM  $t_{le}$  dar<sup>16</sup>. Deren Streuung beträgt nun nur noch ca. 6.5 ns!

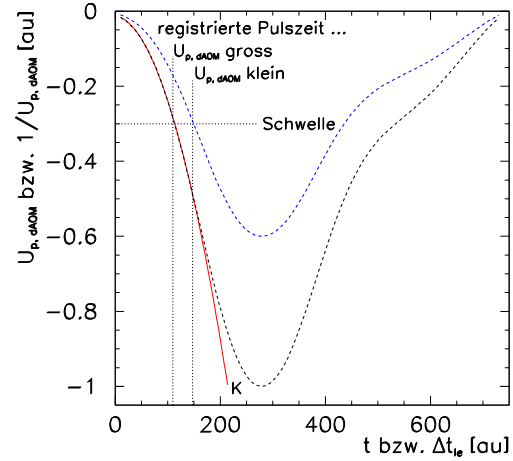


Abbildung 6.10: Skizze zum Prinzip der Amplitudenkorrektur

<sup>14</sup>gestrichelte Linien

<sup>15</sup>durchgezogene Linie  $K$

<sup>16</sup>Werte für die Amplitudenkorrekturkonstante  $\alpha$  und die Signallaufzeit  $t_0$  wurden über die Anpassung der Geraden durch die Punkte in Abbildung 6.11 (a) ermittelt.

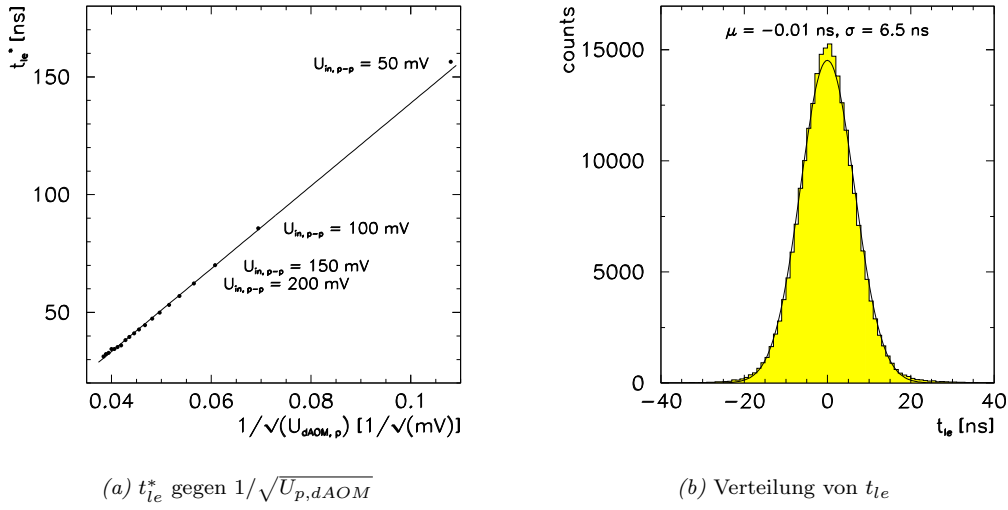


Abbildung 6.11: Korrelation zwischen der mittleren, teilkorrigierten TDC-Pulsankunftszeit  $t_{le}^*$  und der mittleren dAOM-Amplitude  $U_{p,dAOM}$  sowie Verteilung der korrigierten/rekonstruierten Eingangspulszeiten in den dAOM  $t_{le}$

Dazu würde sich noch die endliche Zeitauflösung des Photovervielfachers addieren, so daß sich die Zeitauflösung eines digitalen Analogen Optischen Moduls mit elektrisch-analoger PMT-Pulsübertragung auf ca. 7.2 ns verschlechtert.

Ähnlich wie bei der passiven elektrisch-analogen Pulsübertragung ist also auch bei der aktiven Alternative eine genaue Bestimmung der Photonankunftszeit am Ort eines Optischen Moduls möglich, falls nicht nur ein Zeitwert, sondern auch ein Amplitudenwert gemessen wird.

An dieser Stelle muß darauf hingewiesen werden, daß das P&C-Modul nur einen unverzögerten analogen Ausgang pro dAOM-Kanal hat, so daß dAOM-Pulse im AMANDA-Experiment nur mit einem TDC, aber nicht mit einem ADC vermessen werden können. Auf einen zweiten, verzögerten analogen Ausgang wurde verzichtet, da insbesondere die dazu notwendige 2  $\mu$ s-Verzögerung sehr viel Raum genommen hätte und so nur ca. vier dAOM-Kanäle auf einem P&C-Modul Platz gefunden hätten.

Die aktive elektrisch-analoge Pulsübertragung soll ohnehin nur in den <10% aller Fälle benutzt werden, in denen keine optisch-analoge Pulsübertragung wohl aber eine elektrische möglich ist. Gegebenenfalls muß für diese seltenen Fälle ein zusätzlicher, externer Verteiler entworfen, gebaut und installiert werden. Die Ausgänge dieses Verteilers würden dann sowohl mit einem ADC als auch mit einem TDC verbunden<sup>17</sup>.

<sup>17</sup>Alternativ dazu könnte man die Ausgangssignale der aktiven elektrisch-analogen Pulsübertragung direkt mit einem FADC (*Flash Analog Digital Converter*) vermessen/digitalisieren und damit nicht nur eine Zeitmessung, sondern auch eine Amplitudenmessung ohne einen zusätzlichen Verteiler durchführen. Da die Flanken dieser Signale recht lang sind und ihre Breite recht groß ist, wären dafür schon kleine Abtastraten ( $\mathcal{O}(10 \text{ MSPS})$ ) ausreichend.

## Kapitel 7

# Empfänger zur optisch-analogen Signalübertragung

Am Ende einer optisch-analogen Übertragungsstrecke steht der optische Empfänger mit der Aufgabe, die ankommenden optischen Signale wieder in elektrische zu konvertieren. In diesen Empfängern werden meist PIN-Photodioden als Halbleiter-Photodetektoren eingesetzt, da sie sehr linear, unkompliziert, zuverlässig und preiswert sind.

Die Auswahl eines geeigneten Detektormaterials richtet sich dabei nach der Wellenlänge der einfallenden Strahlung. Für das Intervall von 400 nm bis 1100 nm bieten sich insbesondere Silizium und von 800 nm bis 2000 nm (Indium-)Gallium-Arsenid an.

Fallen Photonen in das Halbleitermaterial ein, werden sie absorbiert und erzeugen quasifreie Ladungsträger über den inneren Photoeffekt. Diese Elektron-Loch-Paare werden dann im elektrischen Feld der Diode getrennt und liefern einen Photostrom  $I_{ph}$ . Die Grenzwellenlänge  $\lambda_g$ , ab der der Halbleiter Photonen absorbiert, nennt man Absorptionskante - oberhalb  $\lambda_g$  reicht die Photonenergie nicht aus, ein Elektron vom Valenz- ins Leitungsband des Materials anzuheben.

PIN-Photodioden bestehen aus jeweils einer hochdotierten p- und n-leitenden Zone zwischen denen sich eine hochohmige, eigenleitende i-Zone<sup>1</sup> befindet. Typisch für dieses Bauelement ist die große Raumladungszone, die sich schon bei kleinen äußeren Spannungen<sup>2</sup> in Sperrichtung über die gesamte i-Zone erstrecken kann. Elektron-Loch-Paare, die in der Raumladungszone erzeugt werden, werden sofort vom elektrischen Feld erfaßt und tragen so zum Strom  $I_{ph}$  bei. Quasifreie Ladungsträger aus den Majoritätsgebieten bewegen sich demgegenüber nur langsam und zufällig durch das Material, wo sie meist einfach wieder rekombinieren und so für den Photonnachweis verloren gehen.

PIN-Photodioden sind im allgemeinen in Planartechnik aufgebaut, d.h. auf einer Metallkontaktierung liegen erst eine n-, dann eine breite i- und am Ende eine dünne p-Schicht, so daß Photonen nur durch die p-Zone in die i-Zone eintreten können. Die Intensität der elektromagnetischen Strahlung fällt dabei exponentiell mit dem Abstand zur Halbleiteroberfläche und die Eindringtiefe der Photonen fällt mit deren Wellenlänge. Dies bedeutet, daß Licht von kleiner Wellenlänge schon in der p-Zone absorbiert wird und somit nicht effektiv nachgewiesen werden kann.

Aufgrund der weiten Raumladungszone verringert sich die Kapazität und die RC-Zeitkonstante der Diode - PIN-Dioden haben deswegen sehr kurze Schaltzeiten. Besonders hervorzuheben ist zudem die hohe Linearität zwischen optischer Leistung und erzeugtem Photostrom über bis zu acht Dekaden und das geringe Rauschen.

---

<sup>1</sup>*intrinsic*, d.h. eigenleitend

<sup>2</sup>PIN-Photodioden können auch als Photoelement, d.h. ohne äußere Spannung betrieben werden. Diese Betriebsart ist jedoch recht langsam und weniger effektiv als die mit einer äußeren, wenige Volt großen Spannung.

In der Optoelektronik werden üblicherweise Transimpedanzverstärker benutzt, um den Photostrom  $I_{ph}$  für die weitere Signalverarbeitung vorzubereiten (Abb. 7.1). Diese Verstärker haben trotz ihrer relativ großen Eingangsimpedanz eine kleine Zeitkonstante, d.h. sie sind sehr schnell.

Die Ausgangsspannung eines Transimpedanzverstärkers ist proportional zur Transimpedanz  $R_f$  und weist einen Dynamikbereich ähnlich dem von Photodioden auf. Die Bandbreite des Verstärkers ist dagegen umgekehrt-proportional zu  $R_f$ .

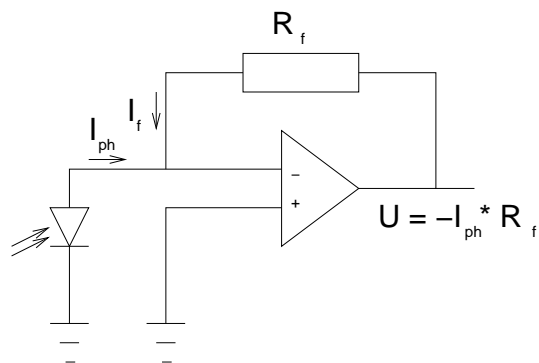


Abbildung 7.1: Transimpedanzverstärker mit Photodiode als Signalgeber

## 7.1 Das *Optical Receiver Board III* - ORB-III

Der ORB-III ist die dritte Auflage eines optischen Empfängers, den die Firma TMtek für das AMANDA-Experiment entwickelt und gebaut hat. Jedes dieser NIM-Module umfaßt zehn Kanäle, die für den Empfang von sowohl LED- als auch LD-Signalen vorgesehen waren. Ein einzelner Kanal besteht aus einer Photodiode mit ST-Buchse und einer Verstärkerkette mit drei elektrischen Signalausgängen im LEMO-Standard - zwei direkten für die Zeitmessung und einem um  $2 \mu s$  verzögerten für die Amplitudenmessung (Abb. 7.2).

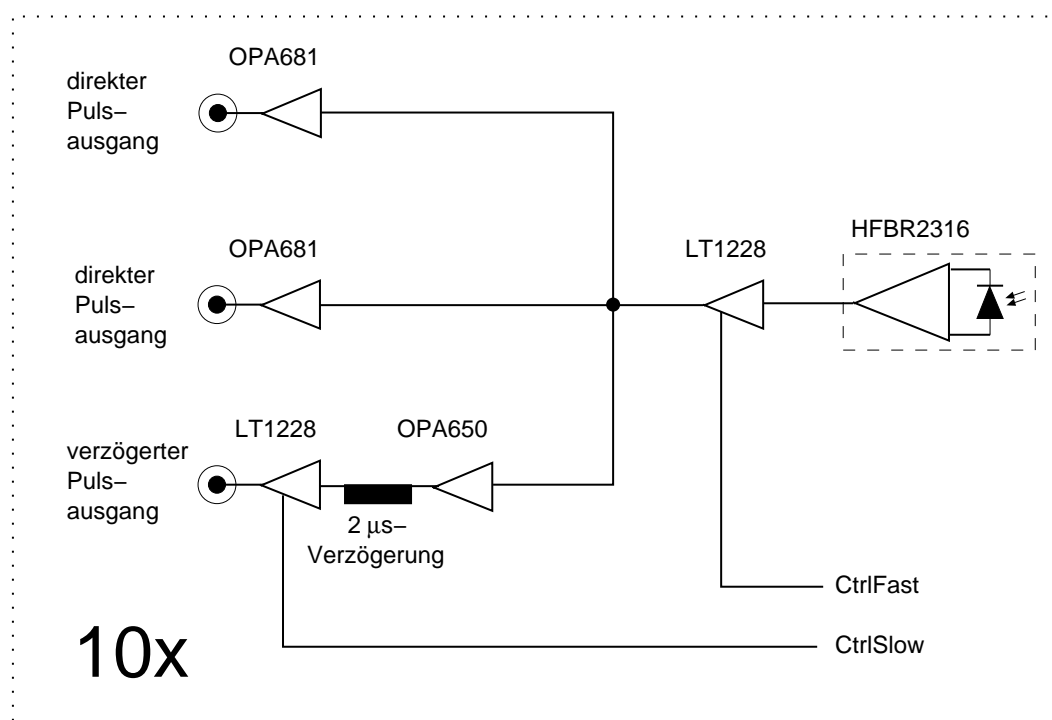


Abbildung 7.2: Die Signalwege im ORB-III

Als Photodetektor wird die integrierte Kombination Agilent Technologies HFBR-2316T [AT001] einer InGaAs PIN-Photodiode und eines Transimpedanzverstärkers mit einer Bandbreite von

125 MHz und einer Empfindlichkeit von ca.  $13 \frac{\text{mV}}{\mu\text{W}}$  verwendet. Dem folgt - AC-gekoppelt - die Verstärkerkombination Linear Technologies LT 1228 [LTc], die auch im dAOM eingesetzt und dessen Verstärkung von der Kontrollspannung  $U_{CtrlFast}$  gesteuert wird.

Das Ausgangssignal dieser Stufe wird auf die einzelnen Zweige der drei Ausgänge verteilt. In den Zweigen der direkten Signalausgänge durchläuft es nur noch einen weiteren schnellen Operationsverstärker mit fester Verstärkung Burr-Brown OPA 681 [BUR01].

Der Zweig des verzögerten Signalausgangs ist dagegen aufgrund der zusätzlichen Dämpfung der 2  $\mu\text{s}$ -Verzögerung Floeth PD24-200052P aufwendiger:

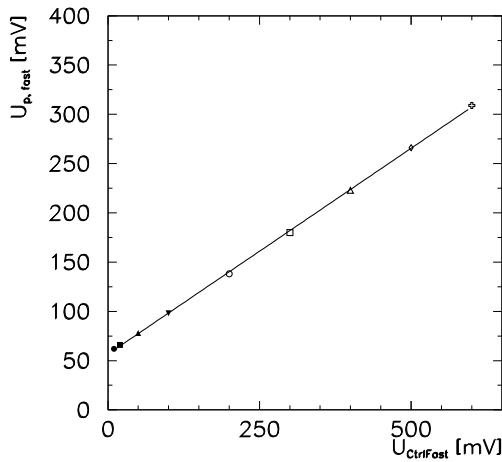
Vor der Verzögerung steht zunächst ein Operationsverstärker mit fester Verstärkung Burr-Brown OPA 650 [BUR98] und nach dieser ein weiterer geregelter Verstärker vom Typ LT 1228. Dessen Kontrollspannung wird mit  $U_{CtrlSlow}$  bezeichnet.

Abbildung 7.3 (a) zeigt für einen kurzen, optischen Puls mit konstanter Intensität den linearen Zusammenhang zwischen der Amplitude der direkten Signale  $U_{p,fast}$  und der Kontrollspannung  $U_{CtrlFast}$ .

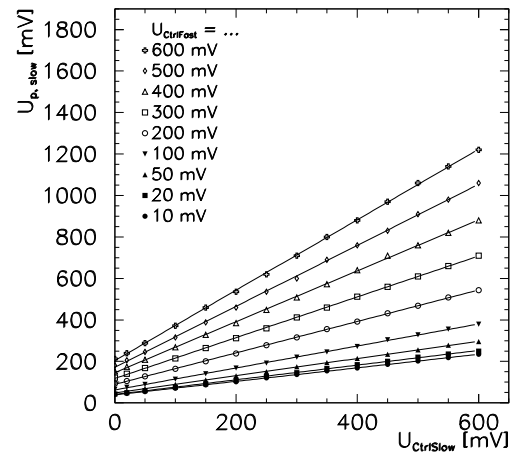
Demgegenüber wird die Amplitude der verzögerten Signale  $U_{p,slow}$  nicht nur von einer Kontrollspannung, nämlich  $U_{CtrlSlow}$ , sondern zusätzlich auch von  $U_{CtrlFast}$  beeinflusst, so daß sich für  $U_{p,slow}$  und  $U_{CtrlSlow}$  eine ganze Schar von Geraden ergibt (Abb. 7.3 (b)). Jede dieser Geraden beschreibt die Abhängigkeit von  $U_{p,slow}$  und  $U_{CtrlSlow}$  für eine Spannung  $U_{CtrlFast}$ , was in der Praxis besonders störend ist.

Nachdem in der Saison 00/01 ein Übersprechen zwischen den direkten Signalwegen verschiedener ORB-Kanäle aufgefallen war, waren die Operationsverstärker OPA 681 als Ursache dafür entfernt worden. Damit reduzierte sich jedoch die Verstärkung des direkten Signalweges grob um Faktor zwei, weshalb man  $U_{CtrlFast}$  entsprechend erhöhte und  $U_{CtrlSlow}$  senkte [RAW01]. Eine weitere Folge dieser Modifikation ist, daß die Maximalamplitude der direkten Signale von etwa -1.8 V auf ca. -1.5 V sinkt.

Deswegen sollte im weiteren zwischen dem originalen und dem modifizierten ORB-III unterschieden werden.



(a) direkter Signalweg:  $U_{p,fast}$  gegen  $U_{CtrlFast}$



(b) verzögerter Signalweg:  $U_{p,slow}$  gegen  $U_{CtrlSlow}$  für verschiedene Spannungen  $U_{CtrlFast}$

Abbildung 7.3: Linearer Zusammenhang zwischen der Amplitude der ORB-Signale und den Kontrollspannungen

Im ORB-III können die beiden Kontrollspannungen  $U_{CtrlFast}$  und  $U_{CtrlSlow}$  für jeden Ka-



nal getrennt digital mit einer Auflösung von 12 Bit/4.096 V über einen Mikroprozessor<sup>3</sup> und DAC eingestellt werden. Die Kommunikation mit dem Prozessor kann dazu entweder über einige Drucktasten und eine 4-stellige LED-Anzeige auf der Modulfront oder über eine asynchrone, serielle Schnittstelle mit 9600  $\frac{\text{Bit}}{\text{s}}$ , 8  $\frac{\text{Bit}}{\text{Zeichen}}$ , keiner Parität und einem Stop-Bit erfolgen (Tab. 7.1). Die 9-polige SubD-Buchse zur seriellen Schnittstelle befindet sich auf der Rückseite des ORB's. Zum Anschluß eines PC's oder einer Konsole benötigt man ein Nullmodem-Kabel<sup>4</sup>.

BEFEHLSKÜRZEL	PARAMETER	BESCHREIBUNG
N		fragt die Modul-Identifikation ab
S		fordert die aktuellen Modul-Parameter an
A	$Kanal\ U_{CtrlFast}\ U_{CtrlSlow}$	setzt die Kontrollspannungen $U_{CtrlFast}$ und $U_{CtrlSlow}$ [mV] für den adressierten Kanal
H		druckt eine Hilfe

Tabelle 7.1: ORB-III-Befehle

Problematisch für den Einsatz des ORB-III am Südpol in der Saison 99/00 war, daß die Empfänger für insgesamt 253 Optische Module<sup>5</sup> erst im November/Dezember 1999 von TMtek geliefert wurden. Deshalb mußte man sich auf die Erfahrung der Firma verlassen und die Module nahezu ungetestet an das Experiment verschiffen. Auch während der Saison 99/00 blieb nur wenig Zeit für weitergehende Messungen, so daß die folgenden Ergebnisse aus der Saison 00/01 oder dem Jahr 2001 stammen, als einer der Optischen Empfänger zur Reparatur nach Deutschland geschickt worden war.

### 7.1.1 Die Übertragungscharakteristik von optischer Eingangsleistung und der Amplitude der elektrischen Ausgangssignale

Die Übertragungscharakteristik des originalen ORB-III, d.h. der Zusammenhang zwischen der Amplitude der elektrischen Ausgangssignale und der einfallenden Leistung kurzer optischer Rechteckpulse<sup>6</sup>  $P_{p,opt.}$ , zerfällt sowohl für den verzögerten als auch für den direkten Signalweg in zwei lineare Intervalle mit unterschiedlichen Proportionalitätskonstanten (Abb. 7.4 (a) und (b)).

Geht man davon aus, daß PIN-Photodioden und Transimpedanzverstärker im allgemeinen eine extrem hohe Linearität aufweisen und berücksichtigt zudem, daß der direkte und der verzögerte Signalweg aus verschiedenen Bauelementen bestehen, sollte die Verstärkerkombination LT 1228 schuld an dieser Teil-Linearität sein.

Abbildung 7.4 (c) zeigt das Verhalten der Pulsamplituden am Eingang (*Pin* 2) und am Ausgang (*Pin* 1) des *Transconductance*-Verstärkers im ersten der beiden Verstärker LT 1228. Während die 'Eingangssignale' noch über das volle Intervall optischer Signalamplituden linear anwachsen, nimmt die Kennlinie der 'Ausgangssignale' einen geknickten Verlauf. Zudem liegen die Positionen des 'Knicks' für verschiedene Kontrollspannungen  $U_{CtrlFast}$  sehr nahe bei  $P_{p,opt.} \approx 28$  au, obwohl sich deren Spannungen  $U_{p,LT1228}$  deutlich um einen Faktor  $\sim 1.5$  unterscheiden.

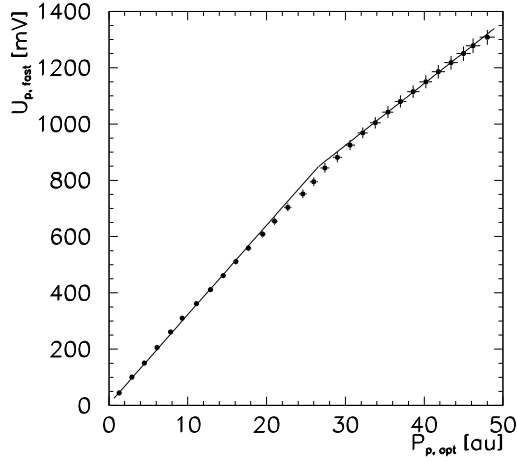
Der Verstärker LT 1228 produziert also tatsächlich die Teil-Linearität der Ausgangsamplituden - abhängig von seinem Eingangspegel, aber unabhängig vom Betrag seiner Ausgangsamplitude.

<sup>3</sup>Auf die Mikroprozessorschaltung soll hier nicht näher eingegangen werden, da sie nahezu identisch mit der im dAOM und im P&C-Modul ist.

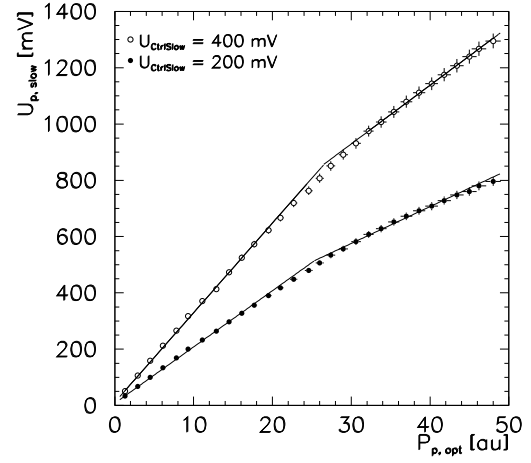
<sup>4</sup>Seriell Kabel zur Verbindung zweier PC: Die *Transmit*-Leitung des einen PC's wird an die *Receive*-Leitung des anderen angeschlossen, d.h. beide Leitungen werden überkreuzt.

<sup>5</sup>String 14 bis 19

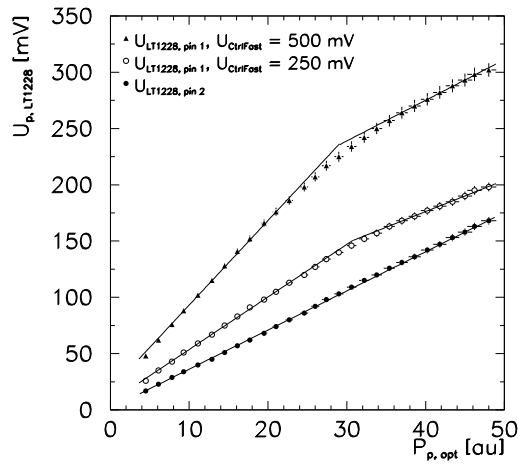
<sup>6</sup> $\sim 15$  ns breit (FWHM),  $\sim 3$  ns lange Flanken



(a)  $U_{p,fast}$  gegen  $P_{p,opt.}$  mit  $U_{CtrlFast} = 250$  mV



(b)  $U_{p,slow}$  gegen  $P_{p,opt.}$  mit  $U_{CtrlFast} = 250$  mV und  $U_{CtrlSlow} = 200$  mV bzw.  $U_{CtrlSlow} = 400$  mV



(c)  $U_{LT1228, pin1/2}$  gegen  $P_{p,opt.}$  mit  $U_{CtrlFast} = 250$  mV bzw.  $U_{CtrlFast} = 500$  mV

Abbildung 7.4: Teil-Linearität des originalen ORB-III: die Ausgangsamplitude des direkten (a) und verzögerten Signals (b) und die Signalamplituden am Ausgang (*Pin* 1) sowie am Eingang (*Pin* 2) des ersten der beiden Verstärker LT 1228 (c) gegen die optische Eingangsleistung  $P_{p,opt.}$  in 'willkürlichen Einheiten' (au)

Diese Teil-Linearität ist aber nur zum Teil störend, weil sich der Verlauf der Kennlinien des direkten und des verzögerten Signalweges wenig unterscheiden. Deshalb werden bei der Zeitmessung keine Fehler auftreten, wenn man die Amplitude des verzögerten Signals bestimmt, um die Amplitude des direkten Signals für die Amplitudenkorrektur der TDC-Zeit abzuschätzen (vgl. Kap. 7.1.2). Wenn man allerdings die Amplitude des verzögerten Signals benutzt das Eingangssignal  $P_{opt}$  zu messen, unterschätzt man die tatsächliche Amplitude von größeren, optischen Signalen, falls die Teil-Linearität von  $U_{p,slow}$  vorher nicht kalibriert wird. Nach einer Kalibration vergrößert sich aber der effektive Signalebereich des ORB's.

Mit diesem Ergebnis liegt zudem die Vermutung nahe, daß wegen dieses Bauelements auch die Kennlinie der aktiven elektrisch-analogen Pulsübertragung nicht linear ist. Dort wird die zunächst teil-lineare Kennlinie aber noch vom restlichen Übertragungssystem zu einer gekrümmten Kennlinie verschmiert.

Benutzt man einen LED-dAOM als optischen Sender<sup>7</sup> für die Übertragung von Rechteckpulsen<sup>8</sup>, erkennt man neben dem 'Knick' bei einer Eingangsamplitude in den dAOM  $U_{p-p,in}$  von ca. 130 mV, daß das LED-Aufsteckmodul für  $U_{p-p,in}$  größer 300 mV seine Ausgangsamplitude begrenzt (vgl. Abb. 5.9). Dadurch bleibt die Amplitude des direkten ORB-Signals  $U_{p,fast}$  konstant  $\sim 925$  mV (Abb. 7.5 (a)).

Parallel dazu steigt jedoch die Breite der Pulse, wodurch die Ladung des direkten Signals  $Q_{fast}$  weiter linear mit  $U_{p-p,in}$  anwächst (Abb. 7.5 (b)).

Ähnlich verhält sich die Amplitude des verzögerten ORB-Signals  $U_{p,slow}$ , denn auch diese zeigt einen fortlaufenden linearen Anstieg über alle Eingangsamplituden  $U_{p-p,in} > 130$  mV (Abb. 7.5 (c))<sup>9</sup>. So wie die dAOM-Amplitude  $U_{p,dAOM}$  ist auch  $U_{p,slow}$  ein Maß für die Ladung des Eingangspulses in den dAOM, da die  $2 \mu s$  Verzögerung die Pulsladung integriert (vgl. Kap. 6.1.1).

Dies wird nochmals in Abbildung 7.5 (d) deutlich, wo die relative Amplitude des direkten und des verzögerten Ausgangssignals gegen die Breite  $t_{FWHM,opt.}$  eines optischen Pulses konstanter Intensität aufgetragen ist.  $U_{p,slow}$  steigt linear mit  $t_{FWHM,opt.}$  und  $U_{p,fast}$  bleibt konstant<sup>10</sup>.

Dieses Verhalten ist für den LED-dAOM sehr vorteilhaft, denn dadurch vergrößert sich dessen Signalebereich von ca. 10 PE auf 15 PE bis 20 PE, falls die Verstärkung des verzögerten ORB-Signalweges entsprechend klein eingestellt wird.

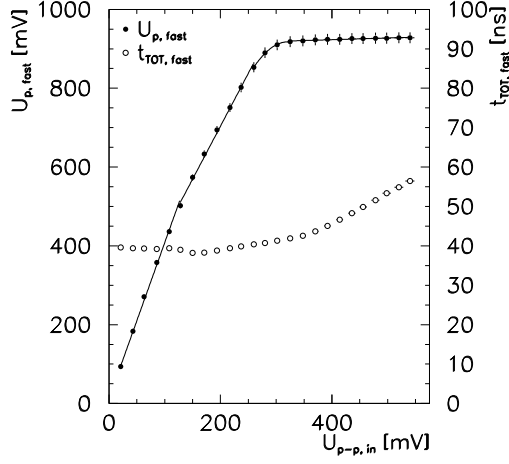
Obwohl sich bei den Pulsen mit  $U_{p-p,in} > 300$  mV auch die führende Flanke verformt, bleibt deren Zeitauflösung sehr gut (Kap. 7.1.2).

<sup>7</sup>inkl. einer 5 dB optischen Dämpfung

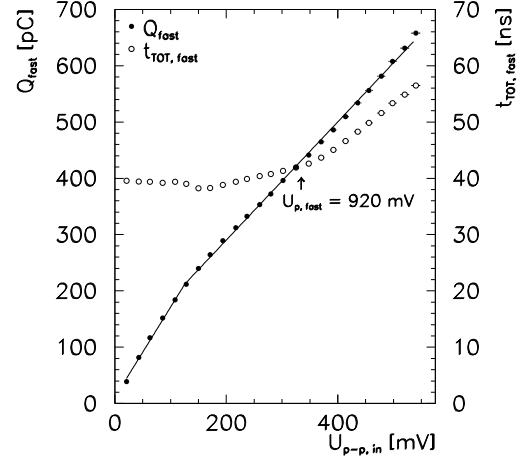
<sup>8</sup> $\sim 15$  ns breit (FWHM),  $\sim 3$  ns lange Flanken

<sup>9</sup>In Abbildung 7.5 (c) wurden anstelle der Fehler der Mittelwerte deren Streuungen eingezeichnet, um zu zeigen, daß bei großen Eingangspulsamplituden die Amplitude der verzögerten Ausgangssignale instabil wird.

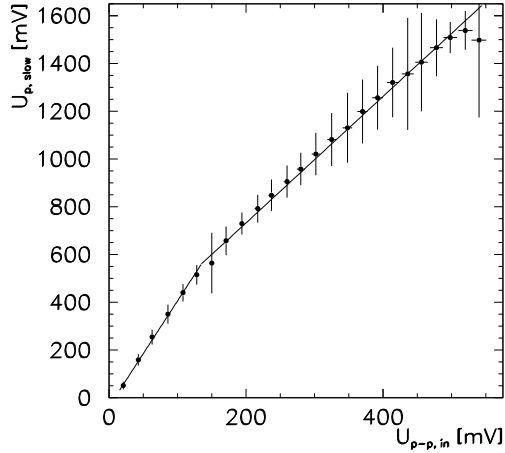
<sup>10</sup>Das Defizit bei  $t_{FWHM,opt.} = 10$  ns entsteht, da bei so kurzen Signalen das System nicht mehr schnell genug dem Eingangspulsen folgen kann.



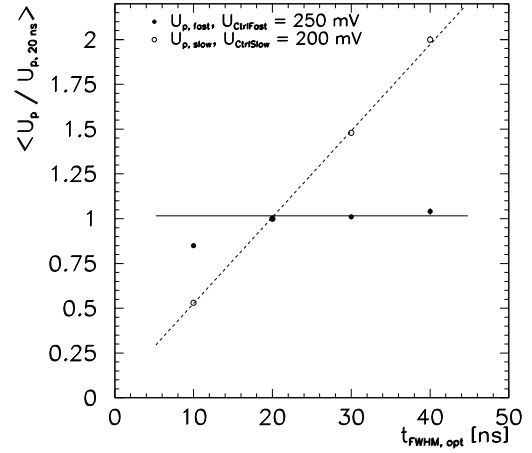
(a) Direkte Pulsamplitude  $U_{p,fast}$  und mittlere Pulsbreite  $t_{TOT,fast}$  (TOT) gegen die Eingangsamplitude  $U_{p-p,in}$  mit  $U_{CtrlFast} = 320$  mV



(b) Mittlere direkte Pulsladung  $Q_{fast}$  und mittlere Pulsbreite  $t_{TOT,fast}$  (TOT) gegen die Eingangsamplitude  $U_{p-p,in}$  mit  $U_{CtrlFast} = 320$  mV



(c) Mittlere verzögerte Pulsamplitude  $U_{p,slow}$  gegen die Eingangsamplitude  $U_{p-p,in}$  mit  $U_{CtrlFast} = 320$  mV und  $U_{CtrlSlow} = 335$  mV



(d) Relative elektrische Pulsamplitude  $\frac{U_{p,fast/slow}}{U_{p,fast/slow}(20ns)}$  gegen die optische Pulsbreite  $t_{FWHM,opt.}$  (FWHM) mit  $U_{CtrlFast} = 250$  mV und  $U_{CtrlSlow} = 200$  mV

Abbildung 7.5: Der LED-daOM als Sender und der originale ORB-III als Empfänger: Verhalten bei großen Eingangsamplituden in den daOM  $U_{p-p,in}$  und der verzögerte Signalweg als Integrierer

### 7.1.2 Untersuchung der Zeiteigenschaften der aktiven optisch-analogen Pulsübertragung mit LED-dAOM und ORB-III

Ein entscheidender Vorteil der optisch-analogen Pulsübertragung sind deren außergewöhnlich gute Zeiteigenschaften, die in allen Parametern über eine Größenordnung besser als die der aktiven elektrisch-analogen Pulsübertragung sind. Zum Vergleich beider Systeme wurden für die aktive optisch-analoge Übertragung mit originalen ORB-III die gleichen Messungen durchgeführt, wie für die elektrische im Kapitel 6.1.2<sup>11</sup>:

#### Pulsform und Doppelpulsauflösung

Abbildung 7.6 (a) zeigt den typischen 1PE-Puls eines LED-dAOM's im AMANDA-Detektor am direkten ORB-Ausgang. Die führende Flanke dieses Pulses ist nur 10 ns lang und dessen Breite beträgt nur 20 ns (FWHM).

Bei einer Diskriminatorschwelle von  $35 \text{ mV} \propto 0.25 \text{ PE}$  ist die Doppelpulsauflösung der aktiven optisch-analogen Pulsübertragung mit ca. 27 ns (Abb. 7.6 (b)) fast um einen Faktor dreißig besser als die der elektrischen Übertragung.

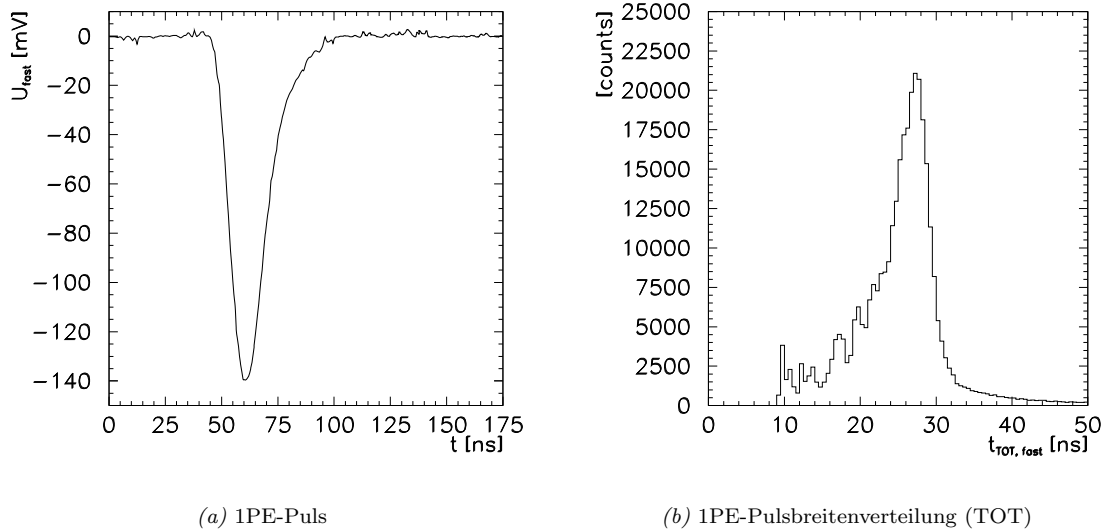


Abbildung 7.6: Momentaufnahme der typischen Pulsform 'optisch-analoger' 1PE-Pulse am direkten ORB-Ausgang und deren Pulsbreitenverteilung ( $35 \text{ mV} \propto 0.25 \text{ PE}$ ) bei einer PMT-Verstärkung von  $4 \cdot 10^7$  nach ca. 2 km Glasfaserkabel

#### Zeitauflösung der rekonstruierten Eingangspulszeiten in den LED-dAOM

Bei der Bestimmung der Zeitauflösung der rekonstruierten Eingangspulszeiten in den LED-dAOM für die aktive optisch-analoge Pulsübertragung wurden die Bedingungen der Messung für die elektrische Übertragung nur wenig geändert. Anstelle des TQ-Kabels und des P&C-Moduls tritt nun der LED-dAOM, eine 5 dB Multimoden-Glasfaser und der ORB-III, dessen direkter und verzögerter Signalausgang mit dem Diskriminator und dem pADC verbunden wurden.

<sup>11</sup>Man sollte dazu anmerken, daß für die Messungen am Experiment die Länge des Glasfaserkabels nur maximal 2.7 km betrug und daß die Messungen im Labor mit nur sehr kurzen Fasern durchgeführt wurden. Allerdings ist die Bandbreite üblicher Glasfaserkabel, auch bei einigen Kilometern Länge, um ein vielfaches höher als die des ORBs, so daß die Ergebnisse nur wenig von dieser Einschränkung betroffen sein sollten und auch noch bei 2.7 km Kabellänge gelten dürften.

Die Eingangsamplitude  $U_{p-p,in}$  wurde im Vergleich zu der Messung mit der elektrisch-analogen Übertragung gesenkt, d.h. nur noch zwischen  $\sim 20$  mV und  $\sim 640$  mV variiert, um der kleineren PMT-Zielverstärkung von  $4 \cdot 10^7$  anstelle von  $\lesssim 1 \cdot 10^8$  Rechnung zu tragen.

Die Diskriminatorschwelle  $U_{trig}$  lag bei 30 mV.

Die Eingangsamplitude von 40 mV entspricht ungefähr der Amplitude eines 1PE-Pulses bei einer PMT-Verstärkung von  $4 \cdot 10^7$ . Bei diesen Eingangssignalen wurden die Verstärkung des ORB's so eingestellt, daß die direkten Signale 120 mV und die verzögerten Signale wieder 150 mV erreichten. Damit lag die Diskriminatorschwelle bei 25 % der direkten Signalamplitude  $U_{p,fast}(40 \text{ mV})$ , entsprechend 0.25 PE.

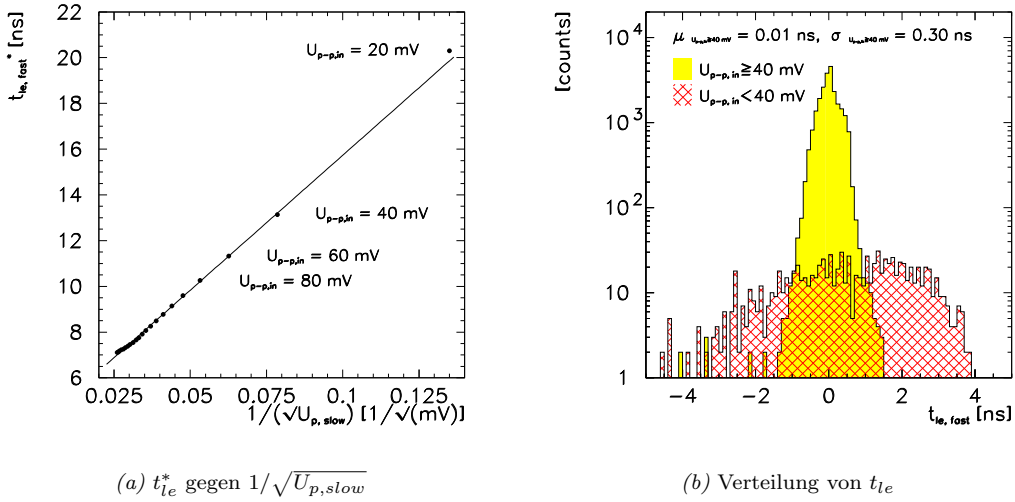


Abbildung 7.7: Korrelation zwischen der mittleren, teilkorrigierten TDC-Pulsankunftszeit  $t_{le}^*$  und der mittleren Amplitude des verzögerten Signals  $U_{p,slow}$  und Verteilung der korrigierten/rekonstruierten Eingangspulszeiten in den LED-dAOM  $t_{le}$

Betrachtet man den Zusammenhang zwischen der um die Signallaufzeit grob teilkorrigierten TDC-Pulsankunftszeit  $t_{le}^*$  und dem Kehrwert der Quadratwurzel der verzögerten Signalamplitude  $1/\sqrt{U_{p,slow}}$ , ergibt sich wiederum eine lineare Korrelation<sup>12</sup>. Doch ist nun eine weitergehende amplitudenabhängige Korrektur nicht zwingend notwendig, da die maximale Differenz der Zeiten  $t_{le}^*$  nur noch 13 ns beträgt (Abb. 7.7 (a)). Beschränkt man sich auf Eingangssignale größer 40 mV bzw. Ausgangssignale mit  $U_{p,slow} \gtrsim 150$  mV, schrumpft diese Zeitdifferenz sogar deutlich, auf weniger als 7 ns zusammen.

Damit wird bei der optisch-analogen Pulsübertragung eine Zeitauflösung von wenigen Nanosekunden möglich, selbst wenn die TDC-Ankunftszeiten nur um die Signallaufzeit korrigiert werden.

Benutzt man dagegen die amplitudenabhängige Zeitkorrektur, erreicht man für die Pulse mit Eingangsamplituden  $U_{p-p,in} \gtrsim 40$  mV sehr gute 300 ps als Zeitauflösung der rekonstruierten Eingangspulszeiten in den LED-dAOM  $t_{le}$  (Abb. 7.7 (b)).

Damit würde die Zeitauflösung eines LED-dAOM's nur vom Photovervielfacher und nicht von der Signalübertragung dominiert werden, denn dessen Zeitauflösung liegt bei etwa 3 ns.

Für die Pulse der kleinsten Eingangsamplituden ergibt sich allerdings eine recht breite Verteilung mit einer Streuung von ca. 1.7 ns, was daran liegen könnte, daß der Rauschpegel des

<sup>12</sup>Allerdings scheinen sich nun die Zeiten  $t_{le}^*$  für die größten Amplituden  $U_{p,slow}$  von dieser Geraden zu entfernen. Die Ursache dafür liegt in der Übersättigung des optischen Pulses vom LED Aufsteckmodul. Während  $U_{p,fast}$  deshalb stagniert, entwickelt sich  $U_{p,slow}$  weiter und suggeriert damit eine größere Amplitude  $U_{p,fast}$  und somit weiter fallende Zeiten  $t_{le}^*$  (Kap. 7.1.1).

verzögerten Signalausgangs höher als der des direkten ist:

Für die Position auf der führenden Pulsflanke, an der der Diskriminator schaltet, ist nämlich eigentlich die Amplitude des direkten Signals  $U_{p,fast}$  maßgebend und nicht die des verzögerten. Wenn nun  $U_{p,slow}$  recht klein ist, macht sich das Rauschen auf diesem Signal entscheidend bemerkbar und man unter- bzw. überschätzt die Amplitude  $U_{p,fast}$  sowie die Zeitdiskrepanz  $\Delta t_{le}$ , je nachdem ob das Rauschen das verzögerte Signal anhebt oder senkt.

Daneben fällt auf, daß diese Verteilung leicht zu positiven Zeiten  $t_{le}$  hin verschoben und schwach asymmetrisch ist. Der Mittelwert liegt bei 0.5 ns, weil, wie bereits beschrieben, die TDC-Zeiten  $t_{le}^*$  von kleinen Signalen tendenziell unterkorrigiert werden. Je kleiner die ORB-Pulse sind, desto stärker sollten die rekonstruierten Ankunftszeiten  $t_{le}$  an den rechten Rand der Verteilung verschoben sein. Die kleinsten Signale, die der TDC registriert, sind die, die gerade noch die Schwelle  $U_{trig}$  überschreiten, weshalb der rechte Rand relativ scharf im Vergleich zum linken erscheint.

## 7.2 Das *Optical Receiver Module* - ORM

Als Motivation für den Entwurf und den Bau des ORM's stand anfangs die schlechte Erfahrung, die man mit der Kombination von digital Analogen Optischen Modulen mit Laserdiode als optischen Sender und dem ORB-III in der Saison 99/00 am Südpol gemacht hatte:

1. Die Amplitudenspektren des verzögerten Signalweges verliefen flach, d.h. es war kein Maximum der 1PE-Verteilung zu erkennen und das  $P/V$ -Verhältnis lag nahe bei eins.
2. Den Pulsen des verzögerten Signalweges folgten starke Oszillationen, obwohl die Pulse am direkten Signalausgang unauffällig waren.

Erklärt wurden diese Phänomene mit der Faustregel, daß verzögerte elektrische Signale ursprünglich ca. 10 % der Verzögerungszeit breit sein sollten, um ein entsprechendes Verzögerungsglied ungestört zu durchlaufen. Zwar genügen auch LED-Pulse diesem Kriterium nicht, doch sind die optischen Signale von Laserdioden nochmals signifikant schmaler (Abb. 7.8 (a)), was entscheidend sein könnte<sup>13</sup>.

Deshalb sollten die Pulse des verzögerten Signalweges im ORM vor der 2  $\mu$ s Verzögerung auf Breiten  $\gtrsim$  200 ns gestreckt werden. Des weiteren sollten

- die Verstärkungen des direkten und verzögertem Signalzweiges vollkommen unabhängig voneinander einzustellen sein und
- der zweite direkte als ein differentieller Signalausgang funktionieren, um zukünftig mit einem FADC<sup>14</sup> ganze Pulszüge von individuell mehr als 100 Photoelektronen kontinuierlich-zeitdiskret digitalisieren zu können (vgl. Kap. 3).

Im ORM wurde versucht, zwei unterschiedliche Ansätze zu vereinen:

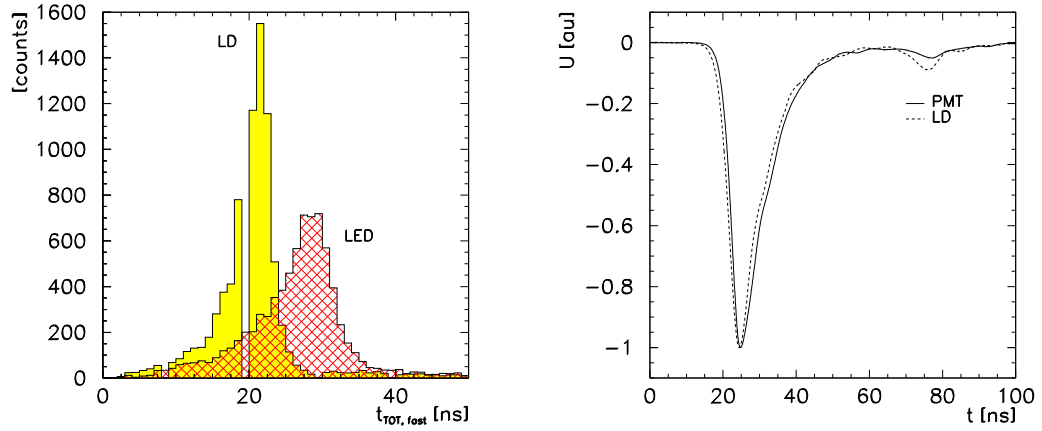
Die Arbeitsgruppe aus Irvine wünschte einen optischen Empfänger für die LD-daOMs und die jetzige AMANDA-Datennahme<sup>15</sup>. Demgegenüber wollten sich die Zeuthener Entwickler auf die Weiterentwicklung des direkten Signalweges konzentrieren, um für den ICECUBE-Detektor eine optische Pulsübertragung mit maximaler Linearität und großem Dynamikbereich zu ermöglichen.

Ebenso wie das P&C-Modul ist auch der ORM als 6U-Eurokarte aufgebaut. Auf der Modulfront befinden sich für vier Kanäle jeweils eine ST-Buchse als optischer Eingang und zwei LEMO-Buchsen für den direkten und verzögerten Signalausgang. Die differentiellen Signale aller Kanäle

<sup>13</sup>In diesem Zusammenhang sollte man erwähnen, daß weder ein ORB-III noch ein LD-daOM in Zeuthen zur Verfügung standen, um diese Frage genauer zu beleuchten, weshalb man sich dazu entschied, schnellstmöglich den ORM zu bauen, im Labor zu testen und in der folgenden Saison 00/01 am Experiment einzusetzen.

<sup>14</sup>FADC - *Flash Analog Digital Converter*

<sup>15</sup>Ein ORM-Prototyp wurde deshalb Anfang September zur Universität Irvine geschickt, um das Modul dort frühest möglich für die Installation im AMANDA-Detektor testen zu lassen.



(a) 1PE-Pulsbreitenverteilung (TOT) von LED und Laserdiode

(b) Ein originaler PMT-Puls und ein PMT-Puls, der von einer Laserdiode über eine kurze 5 dB Monomoden-Glasfaser zu einem sehr schnellen kommerziellen Empfänger übertragen wurde, im Vergleich

Abbildung 7.8: 1PE-Pulsbreitenverteilung ( $50 \text{ mV} \propto 0.25 \text{ PE}$ ) von LED und Laserdiode am direkten ORB-Signalausgang nach 2 km Glasfaserkabel (a). Während die elektrischen LED-Signale im Mittel 27 ns breit sind, sind die LD-Pulse um etwa 20 % schmäler. Dabei ist nicht ausgeschlossen, daß die Breite der optischen LD-Signale am ORB-Eingang nochmals signifikant kleiner ist und die Pulsbreite am direkten ORB-Ausgang von dessen endlichen Bandbreite bestimmt wird, denn unter Optimalbedingungen könnten die optischen LD-Signale eine exakte Kopie der PMT-Pulse sein (b).

werden über ein gemeinsames 10-poliges Flachbandstiftgehäuse weitergegeben (Abb. 7.9) (Abb. C.5).

Zur Kommunikation mit dem Modul erfolgt zur Zeit durch den vom P&C-Modul gewohnten Austausch zeichenorientierter Informationen, wie Befehlen der Form

$$C - \text{ORM-Kanal} - \text{Befehlskürzel} - \text{Leerzeichen} - \text{Parameter} - \langle \text{CR} \rangle \langle \text{LF} \rangle ,$$

über die asynchrone serielle Schnittstelle des integrierten Prozessors [SIE97] (Tab. 7.2) (Kap. 6), obwohl auch dessen CAN-Bus [PHI97] an das 9-polige SubD-Stiftgehäuse auf der Modulfront angeschlossen ist.

Die *Microcontroller*-Schaltung entspricht der des P&C-Moduls (Kap. 6). Lediglich die zahlreichen UART an der synchronen seriellen Schnittstelle wurden gegen DAC [LTb] ausgetauscht, so daß die Verstärkungen beider Signalwege für jeden ORM-Kanal getrennt von jeweils zwei Kontrollspannungen mit 12 Bit/4.096 V gesteuert werden können.  $U_{CtrlFast}$  regelt die relative Verstärkung des einfachen, direkten und  $U_{CtrlSlow}$  die des verzögerten und des differentiellen, direkten Signalweges<sup>16</sup> (Abb. 7.10 (a) und (b)).

Die Maximalverstärkung des direkten Signalweges  $G_{fast,max}$  ist relativ klein ausgelegt, da in dem zukünftigen dAOM-System für den ICECUBE-Detektor PMT-Signale von einer Laserdiode mit Amplituden zu einem FADC übertragen würden, die ungefähr denen direkt am Photovervielfacher entsprechen.

Verglichen dazu müssen 1PE-Signale bei kleinen PMT-Verstärkungen für die AMANDA-Datennahme höher verstärkt werden, um dort noch die Diskriminatorschwelle zu überschreiten. Des-

<sup>16</sup>Normalerweise wird man entweder einen pADC oder einen FADC einsetzen, so daß diese Überschneidung der Kontrollfunktionen tolerabel erschien.



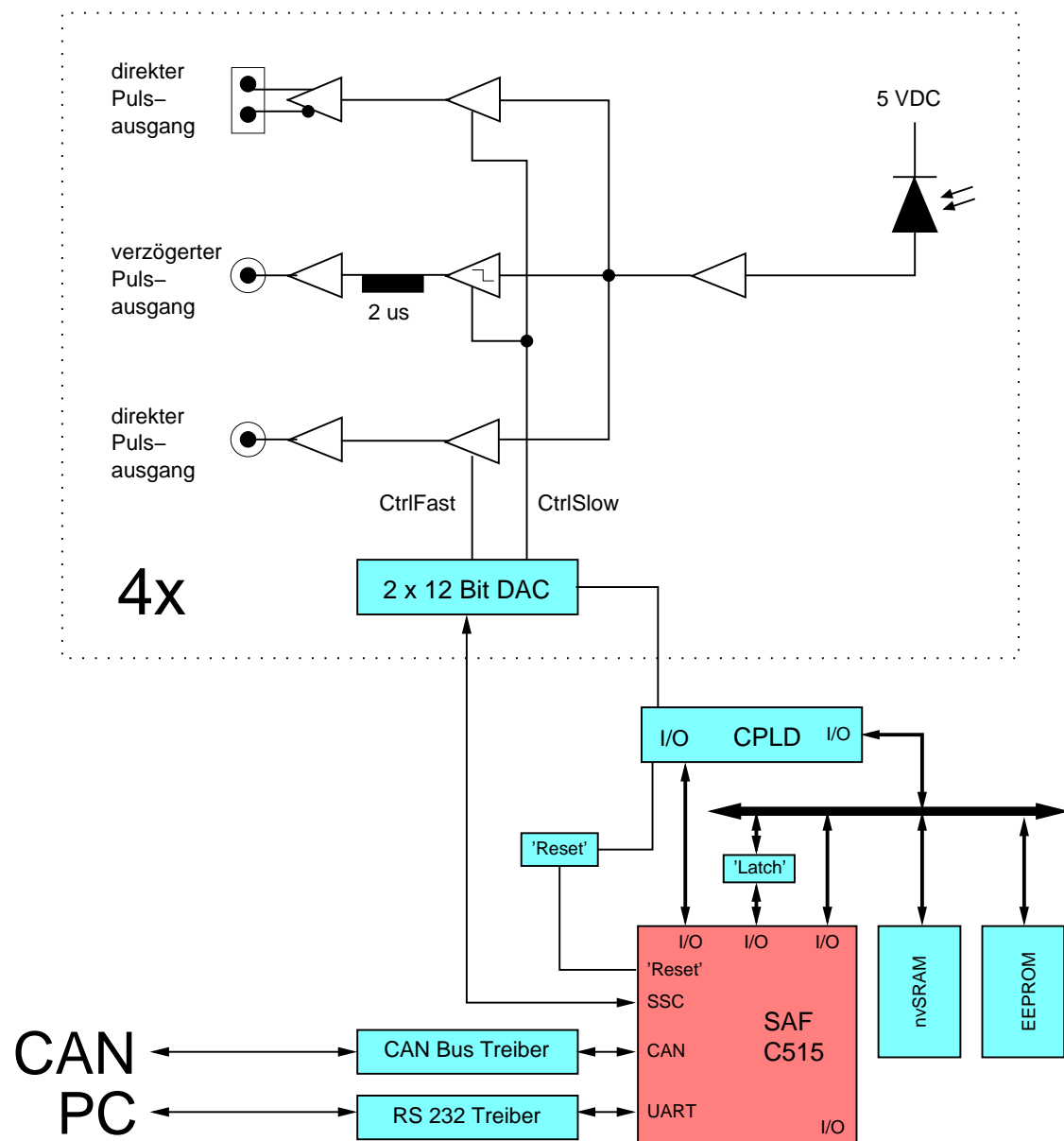


Abbildung 7.9: Der ORM im Überblick

ORM-KANAL	BEFEHLS-KÜRZEL	PARAMETER	BESCHREIBUNG
0, 1 ... <i>bzw.</i> 3	S	$U_{CtrlFast}:U_{CtrlSlow}$	setzt die Kontrollspannungen $U_{CtrlFast}$ und $U_{CtrlSlow}$ des adressierten Kanals [mV]
8	K	$U$	setzt alle Kontrollspannungen gleich $U$ [mV]
8	Q		fordert die aktuellen Modul-Parameter an
8	W	<i>Programmzeile</i>	schreibt eine <i>Programmzeile</i> eines neuen Steuerprogramms in das nvSRAM (Intel <i>Hex-File-Format</i> )
8	I		generiert ein manuelles <i>Reset</i>

Tabelle 7.2: ORM-Befehle

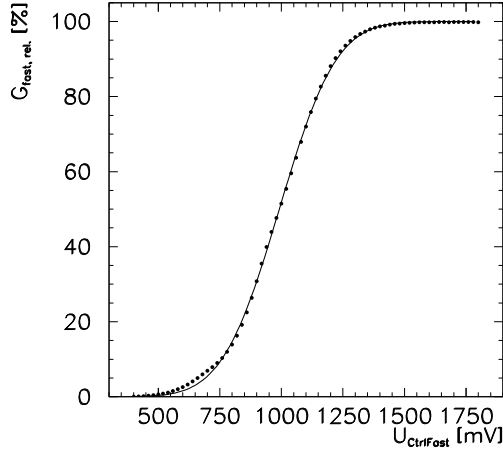
halb muß die Kontrollspannung  $U_{CtrlFast}$  bereits bei einer PMT-Verstärkung von  $\sim 8 \cdot 10^7$ , einer 5 dB Monomod-Glasfaser und einer Schwelle von  $30 \text{ mV} \propto 0.25 \text{ PE}$  entsprechend 75 % der Maximalverstärkung gewählt werden (Abb. 7.10 (c))<sup>17</sup>.

Demgegenüber konnte die Maximalverstärkung des verzögerten Signalweges  $G_{slow,max}$  einzig für die AMANDA-Datennahme dimensioniert werden, so daß hier schon  $U_{CtrlFast} \propto 20 \%$  ausreicht, damit dann das Maximum der 1PE-Verteilung am verzögerten Signalausgang nahe 150 mV liegt (Abb. 7.10 (d)).

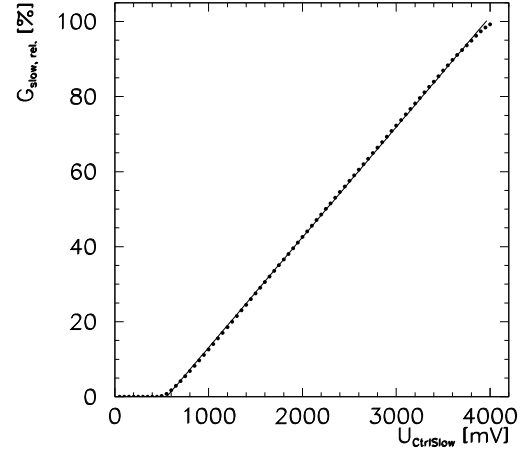
Jeder ORM-Kanal basiert auf einer PIN-Photodiode AMP-Lytel 259013-1 [AMP95] für Wellenlängen um  $1300 \text{ nm}$ <sup>18</sup> und dem Breitband-Operationsverstärker National Semiconductor CLC 425AJE [NAT99] mit Transimpedanz gleich  $5.6 \text{ k}\Omega$ , dessen Ausgangssignale - AC-gekoppelt - auf die drei Signalzweige verteilt werden.

<sup>17</sup>Glücklicherweise bevorzugt die Arbeitsgruppe in Irvine ähnlich hohe PMT-Verstärkungen für die LD-daOMs. Sollte die Maximalverstärkung des direkten Signalweges nicht ausreichen, könnte sie mit nur einem zusätzlichen Widerstand pro Kanal erhöht werden.

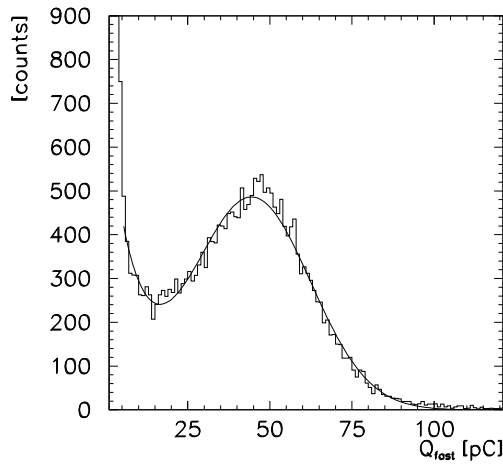
<sup>18</sup>Oder Truelight TRR-8A33 [TLa] für den Testbetrieb von VCSEL-Prototypen bei  $850 \text{ nm}$ .



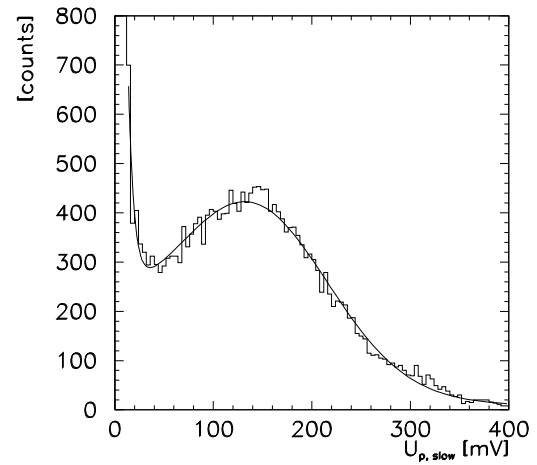
(a)  $G_{fast,rel.} = 50.0 \% \cdot (\text{erf}(0.387 \cdot 10^{-2} \frac{1}{\text{mV}} \cdot (U_{CtrlFast} - 991.6 \text{ mV})) + 1)$



(b)  $G_{slow,rel.} = 0.02937 \frac{\%}{\text{mV}} \cdot U_{CtrlSlow} - 16.25 \%$



(c)  $G_{fast,rel.} = 75 \%, \langle Q_{fast} \rangle = 47 \text{ pC}, P/V = 1.8$



(d)  $G_{slow,rel.} = 20 \%, \langle U_{p,slow} \rangle = 140 \text{ mV}, P/V = 1.5$

Abbildung 7.10: Die relativen ORM-Verstärkung  $G_{fast/slow,rel.} = \frac{G_{fast/slow}}{G_{fast/slow,max.}}$  als Funktion der Kontrollspannung  $U_{CtrlFast/Slow}$  ((a) und (b)) sowie ein Ladungsspektrum direkter bzw. Amplitudenspektrum verzögerter Ausgangssignale bei einer PMT-Verstärkungen von  $8 \cdot 10^7$  und 5 dB optischer Dämpfung ((c) bzw. (d))(vgl. auch Abb. 6.3 (a))

### 7.2.1 Der verzögerte Signalweg

Die Ausgangssignale des Transimpedanzverstärkers werden nun ähnlich wie bei der aktiven elektrisch-analogen Pulsübertragung im dAOM von dem geregelten Verstärkerkombination Linear Technologies LT 1228CS8 [LTc] geformt und verstärkt, bevor sie die 2  $\mu$ s Verzögerung durchlaufen und von dem Kabeltreiber Maxim MAX 4213ESA [MAX98a] um einen Faktor fünf nachverstärkt werden.

Leider war zum Zeitpunkt des ORM-Entwurfes die Teil-Linearität des LT 1228 noch nicht aufgefallen und so folgt auch beim ORM die Amplitude des verzögerten Signals  $U_{p,slow}$  einer geknickten Kennlinie (Abb. 7.11).

Der verzögerte Signalausgang ist nicht terminiert, d.h. die Amplitude  $U_{p,slow}$  kann maximal -4 V erreichen. Das Risiko indirekter Puls-Reflexionen wurde eingegangen, da man  $U_{p,slow}$  bestmöglich an den Meßbereich des pADC's in der AMANDA-Datennahme anpassen wollte.

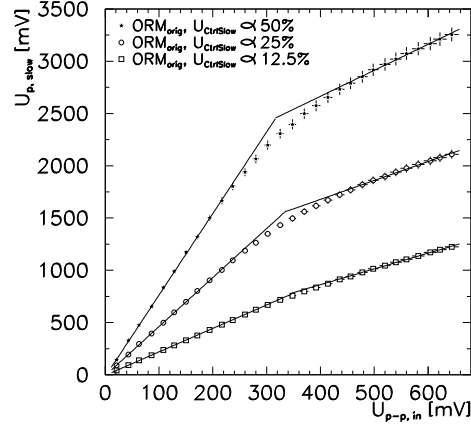


Abbildung 7.11: Teil-Linearität des verzögerten ORM-Signals: Ausgangsamplitude  $U_{p,slow}$  gegen die Eingangsamplitude der Laserdiode  $U_{p-p,in}$  (5 dB opt. Dämpfung)

### 7.2.2 Der direkte Signalweg

Grundsätzlich unterscheiden sich die beiden direkten Signalzweige nur durch die unterschiedlichen Kabeltreiber Maxim MAX 4123ESA [MAX98a] bzw. Analog Devices AD 8138AR [AD999] vor deren Signalausgängen.

Gemeinsames, zentrales Bauelement ist der geregelte Breitbandverstärker National Semiconductor CLC 5523IM [NAT00], dessen Maximal-Verstärkung  $G_{CLC5523,max.}$  durch zwei externe Widerstände  $R_f$  und  $R_g$  bestimmt wird (Abb. C.5)<sup>19</sup>.

Die Wahl von  $R_f$  und  $R_g$  ist dabei recht kritisch, da bei konstantem  $G_{CLC5523,max.} = R_f/R_g = 10$  durch Variation dieser Widerstände unterschiedlichste Verstärkereigenschaften beeinflusst werden. So ist nur eine maximale Eingangsspannung  $U_{CLC5523,max.in}$  gleich  $7 \text{ mA} \cdot R_g$  zulässig und so fällt die Bandbreite des Verstärkers mit  $R_f$  (Abb. 7.13 (b)).

Im originalen Entwurf liegt  $R_f$  bei 6.2 k $\Omega$ , womit sichergestellt ist, daß selbst bei optischen Signalen mit Leistung  $P_{opt.} \approx 1200 \mu\text{W}$  die die Spannung  $U_{CLC5523,max.in}$  nicht überschritten wird. Hauptsächlich sollte damit aber die Bandbreite des direkten Signalweges eingeschränkt werden, um das Rauschen an dessen Signalausgang zu reduzieren.

Über die Transimpedanz ( $R_{10}$  in Abb. C.5) koppelten nämlich solange Oberwellen des Prozessortes in den analogen Teil des Moduls ein, bis man diesen Widerstand als Ursache für den reduzierten Dynamikbereich identifiziert und daraufhin direkt an den Operationsverstärker CLC 425 verlegt hatte.

<sup>19</sup>Die Maximal-Verstärkung kann zwischen 2 und 100 eingestellt werden -  $G_{CLC5523,max.} = 10$  ist allerdings empfohlen.

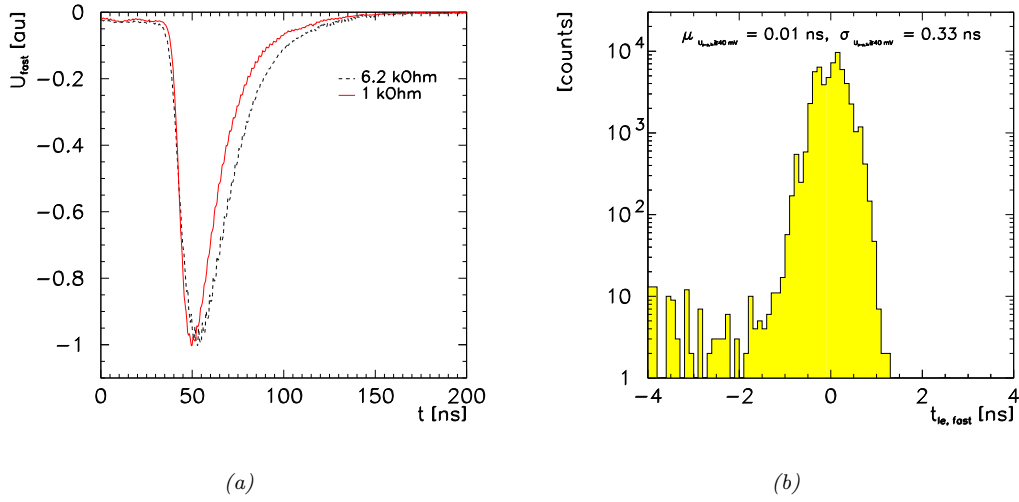


Abbildung 7.12: Momentaufnahme der typischen Pulsform 'optisch-analoger' 1PE-Pulse am einfachen, direkten ORM-Ausgang mit  $R_f = 6.2 \text{ k}\Omega$  (schwarz) bzw.  $R_f = 1 \text{ k}\Omega$  (rot) (a). Die Zeiteigenschaften der aktiven optisch-analoger Pulsübertragung mit Laserdiode und ORM sind vergleichbar gut wie mit LED und ORB-III, da deren direkte Ausgangspulse in Form und Parametern ähnlich sind. So weist die Verteilung der korrigierten/rekonstruierten Eingangspulszeiten in die Laserdiode  $t_{le}$  für größere Signale wiederum eine Zeitaufösung von ca. 350 ps auf (b).

Gegebenenfalls hätte man nun  $R_f$  senken können, so daß die Bandbreite gestiegen wäre und sich die Zeiteigenschaften des Systems verbessert hätten.

Abbildung 7.12 (a) zeigt 1PE-Pulse, die von einer Laserdiode und einer 5 dB Monomoden-Glasfaser übertragen und von einem ORM mit  $R_f = 6.2 \text{ k}\Omega$  bzw.  $R_f = 1 \text{ k}\Omega$  opto-elektrisch gewandelt wurden. Sowohl die Dauer der führenden Pulsflanke als auch die Pulsbreite fallen mit der Reduktion von  $R_f$  von 12 ns auf 8 ns sowie von 29 ns auf 23 ns.

Allerdings wird dadurch die maximal zulässige optische Eingangsleistung  $P_{opt.}$  auf  $\sim 200 \mu\text{W}$  eingeschränkt. Deshalb können bei relativen Verstärkungen  $G_{fast,rel.}$  kleiner 60 % am direkten Signalausgang noch vor Erreichen der maximalen Ausgangsamplitude Verzerrungen auftreten.

Soll die Bandbreite des ORM's darüber hinaus gesteigert werden, müßten zusätzlich die Transimpedanz gesenkt (Abb. 7.13 (a)) und die eventuell nun zu kleinen Ausgangssignalen des CLC 5523 nachverstärkt werden. Beispielsweise könnte man die Transimpedanz auf  $2.8 \text{ k}\Omega$  senken, so daß sich die Bandbreite des CLC 425 und die maximal zulässige optische Eingangsleistung verdoppeln,  $R_f$  gleich  $1 \text{ k}\Omega$  setzen und die Verstärkung des Kabeltreibers auf zwei erhöhen, wodurch sich bei gleicher Sensitivität die Bandbreite grob um einen Faktor vier verbessern würde.

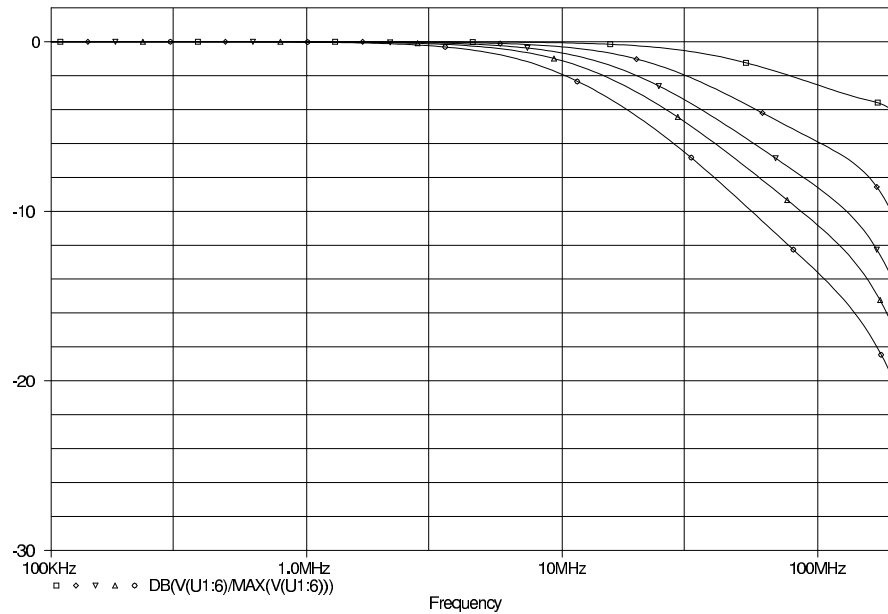
Die maximale Sensitivität des einfachen, direkten ORM-Signalweges ist ca.  $30 \frac{\text{mV}}{\mu\text{W}}$ .

## Linearität

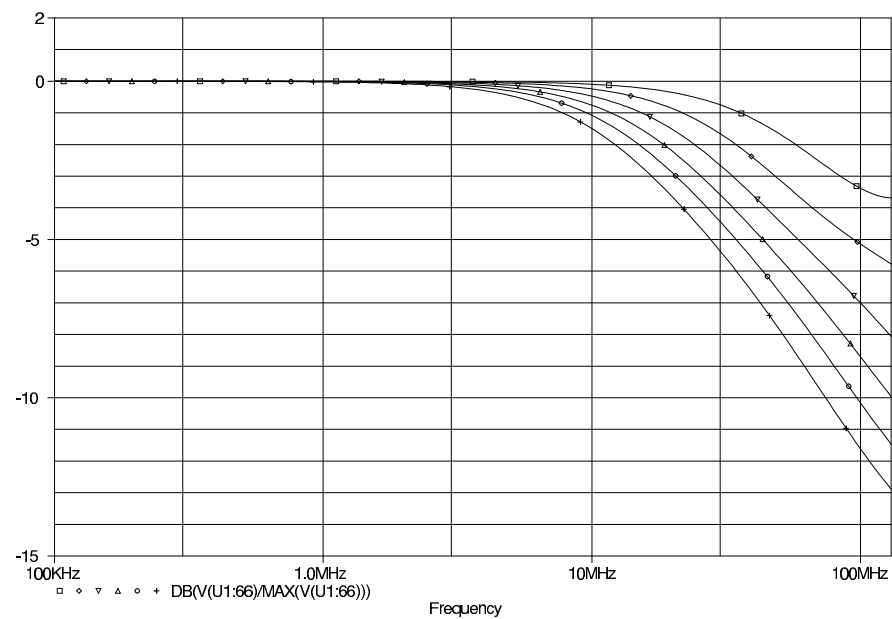
Der direkte Signalweg des ORM's zeichnet sich insbesondere durch seine hohe Linearität aus, die nicht nur der der Laserdiode folgt, sondern vielmehr die des Photovervielfachers deutlich übertrifft.

Rechteckpulse<sup>20</sup> mit Amplituden zwischen  $\sim 20 \text{ mV}$  und  $\sim 640 \text{ mV}$  werden über die Übertragungstrecke einer Laserdiode, einer 5 dB Monomoden-Glasfaser und eines ORM's unabhängig von der Kontrollspannung  $U_{CtrlFast}$  oder dem Widerstand  $R_f$  vollkommen linear übertragen (Abb. 7.14 (a)).

<sup>20</sup>  $\sim 15 \text{ ns}$  breit (FWHM),  $\sim 3 \text{ ns}$  lange Flanken



(a) Die Bandbreite des CLC 425 fällt mit steigender Transimpedanz 1 k $\Omega$ , 2 k $\Omega$ , 3 k $\Omega$ , 4 k $\Omega$  bzw. 5.6 k $\Omega$



(b) Die Bandbreite des CLC 5523 fällt mit steigendem Widerstand  $R_f$  gleich 1 k $\Omega$ , 2 k $\Omega$ , 3 k $\Omega$ , 4 k $\Omega$ , 5 k $\Omega$  bzw. 6.2 k $\Omega$

Abbildung 7.13: Relativer Frequenzgang in dB der beschalteten Breitband-Verstärker National Semiconductor CLC 425 und CLC 5523 (PSPice Simulation)

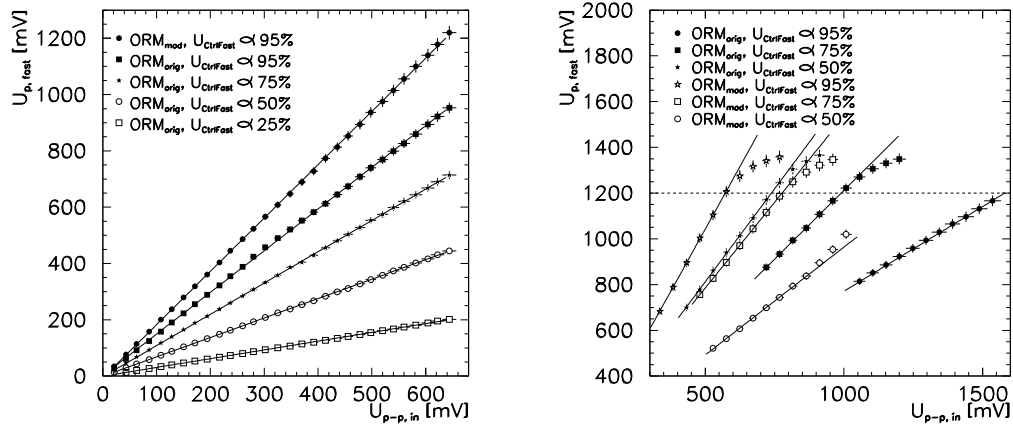


Abbildung 7.14: Linearität des direkten ORM-Signals: Ausgangsamplitude  $U_{p,fast}$  gegen die Eingangsamplitude der Laserdiode  $U_{p-p,in}$

Erste Anzeichen für eine Nicht-Linearität der direkten Signale treten i.a. erst bei Ausgangsamplituden  $U_{p,fast}$  von größer 1.2 V auf (Abb. 7.14 (b)). Eine Ausnahme stellt jedoch die Messreihe für den modifizierten ORM<sup>21</sup> mit einer relativen Verstärkung von 50 % dar, wo wahrscheinlich schon bei Eingangsamplituden  $U_{p-p,in}$  größer 900 mV die maximal zulässige optische Eingangsleistung überschritten wird und der Verstärker CLC 5523 übersteuert. Erstaunlich ist dabei, daß die Amplitude  $U_{p,fast}$  dann stärker als zuvor anwächst.

Die große Linearität des direkten Signalweges bestätigt sich auch wenn PMT-Pulse als Testsignale benutzt werden. Vergleicht man die Ladung der Pulse am direkten Signalausgang  $Q_{fast}$  bei  $U_{CtrlFast} \propto 25\%$  mit der PMT-Pulsladung  $Q_{PMT}$  (Abb. 7.15 (a)), erkennt man, daß die Nicht-Linearität des ORM-Ausgangssignals bis hin zu PMT-Pulsladungen von 750 pC maximal 2 % um Null streut (Abb. 7.15 (b)), während die Ladung der PMT-Pulse da schon um  $> 10\%$  von ihrem Sollwert abweicht (vgl. Abb. 4.19 (b)).

## Dynamikbereich

Während der Entwicklung des ORM's versuchte man den Dynamikbereich des direkten Signalweges, d.h. das Verhältnis von dessen maximalen, linearen Ausgangsamplitude (Abb. 7.14 (b)) und dessen Rauschpegel, zu maximieren.

Der Dynamikbereich hängt stark von der Definition des Rauschpegels ab. In dieser Messung wurde die Laserdiode nur mit dem konstanten Biasstrom betrieben, deren konstantes Lichtsignal über eine 5 dB Monomodalen-Glasfaser zum ORM übertragen, das Rauschen am einfachen, direkten Signalausgang mit  $200 \frac{\text{MSample}}{\text{s}}$  abgetastet und der Rauschpegel als die Streuung von viermal 512 Abtastwerten<sup>22</sup> bestimmt.

<sup>21</sup> $R_f = 1k\Omega$

<sup>22</sup>Diese vier Sequenzen von 512 Abtastwerten wurde an zufälligen Zeitpunkten in Abständen von einigen Sekunden aufgezeichnet.

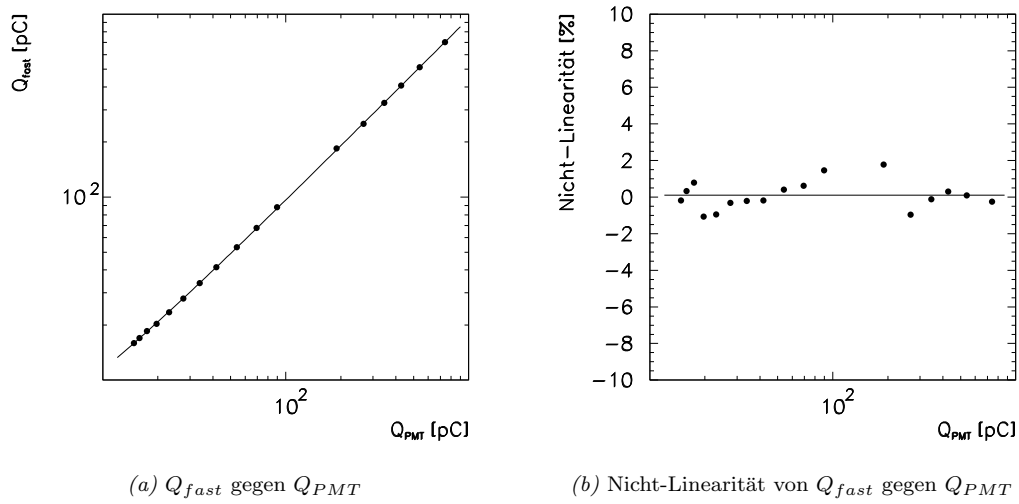


Abbildung 7.15: Übertragungscharakteristik von der mittleren PMT-Pulsladung  $Q_{PMT}$  und der mittleren Pulsladung am einfachen, direkten ORM-Signalausgang  $Q_{fast}$

Insofern liegt nicht nur der Dynamikbereich des direkten Signalweges, sondern vielmehr der des gesamten Übertragungssystem zwischen 2000:1 und 2800:1 (Tab. 7.3). Dabei verkleinert sich der Dynamikbereich mit der steigenden relativen Verstärkung  $G_{fast,rel.}$ , da das Rauschen zunehmend verstärkt wird, die maximale lineare Ausgangsspannung aber nicht oder nur langsam anwächst. Besonders deutlich wird dies bei dem modifizierten ORM, da dessen Bandbreite höher ist und er deshalb empfindlicher auf sein eigenes Rauschen reagiert.

REL. VERSTÄRKUNG $G_{fast,rel.}$ [%]	ORIGINAL			MODIFIZIERT		
	$\sigma_{p,fast}$ [mV]	MAX. $U_{p,fast}$ [mV]	DYNAMIK- BEREICH	$\sigma_{p,fast}$ [mV]	MAX. $U_{p,fast}$ [mV]	DYNAMIK- BEREICH
50	0.5	1200	2400:1	0.3	850	2830:1
75	0.6	1300	2170:1	0.5	1250	2500:1
95	0.6	1250	2080:1	0.6	1200	2000:1

Tabelle 7.3: Rauschpegel, maximale, lineare Ausgangsamplitude und Dynamikbereich des originalen/modifizierten einfachen, direkten ORM-Signalweges

### Stabilität bei Doppelpulsen

Neben der Doppelpulsauffösung ist die Stabilität der Ladung bzw. Pulsamplitude von Doppelpulsen eine weitere wichtige Anforderung an die aktive optisch-analoge Pulsübertragung, um eine nahezu identische Übertragung von PMT-Pulszügen zur Datennahme garantieren zu können.

Zu deren Test wurden als besondere Belastung zwei 600 pC große, 15 ns lange Pulse im Abstand  $\Delta t_{Doppelpuls}$  über eine Laserdiode und eine 5 dB Monomoden-Glasfaser zu einem ORM gesendet, dessen Verstärkung so eingestellt war, daß die Signale am einfachen, direkten Ausgang etwa 90 % der Maximal-Amplitude erreichten.

Für Zeitabstände  $\Delta t_{Doppelpuls}$  zwischen 15 ns und 2  $\mu$ s wurden die Ladungen beider Pulse  $Q_{fast,1}$  und  $Q_{fast,2}$  gemessen, um ihr *Pedestal* korrigiert und auf einen Sollwert normiert.



Zunächst streuen für 'große' Zeitdifferenzen die Pulsladungen nur schwach um ihre Sollwerte, doch ab  $\Delta t_{Doppelpuls}$  kleiner 70 ns fällt nicht nur  $Q_{fast,2}$ , sondern auch  $Q_{fast,1}$  bis auf ca. 90 % des Sollwertes ab. Dies überrascht, denn der erste Puls sollte eine größtenteils konstante Ladung besitzen, da er nahezu<sup>23</sup> unabhängig vom zweiten ist (Abb. 7.16 (a) und (b)).

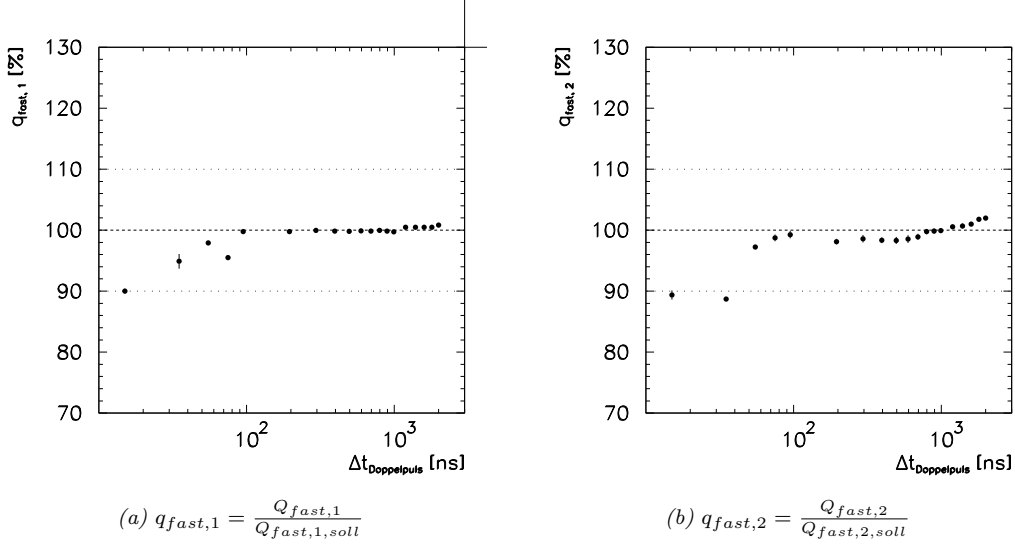


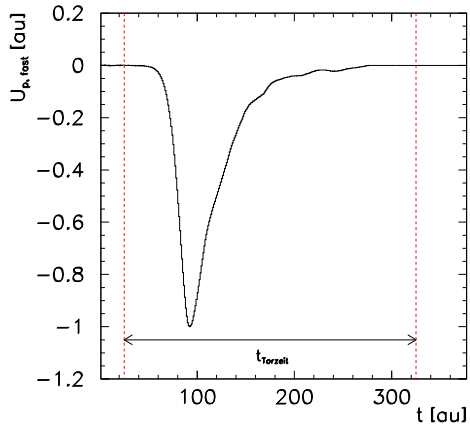
Abbildung 7.16: Stabilität der mittleren, relativen Ladung von Doppelpulsen am einfachen, direkten ORM-Signalausgang  $q_{1/2}$  im Abstand  $\Delta t_{Doppelpuls}$  (Laserdiode, 5 dB optische Dämpfung)

Allerdings gilt dies nicht für die Messung seiner Pulsladung. Mit abnehmenden Zeiten  $\Delta t_{Doppelpuls}$  wandert der zweite Puls zunehmend in die ADC-Torzeit<sup>24</sup> der Messung vom ersten Puls, so wie dieser in die des zweiten eindringt. D.h.  $Q_{fast,1/2}$  werden zunächst überschätzt und die Messungen müssen um ihr aktuelles *Pedestal* korrigiert werden, damit sie mit den realen Pulsladungen übereinstimmen. Fällt jedoch die Ladung  $Q_{fast,2}$  aufgrund des vorangegangenen Pulses unter ihren Sollwert, wird das *Pedestal* vom ersten Puls zu groß und  $Q_{fast,1}$  nimmt scheinbar auch ab, wie es in Abbildung 7.17 skizziert wird.

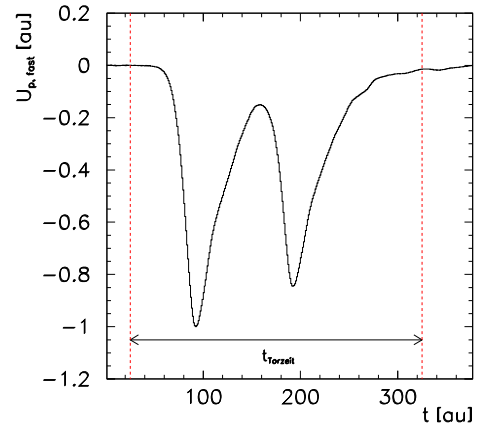
Verglichen mit den Ergebnissen für PMT-Doppelpulse (Kap. 4.2.5) ist die Stabilität beider Pulsladungen ausreichend groß, zumal PMT-Pulse nur für Abstände zwischen 100 ns und 800 ns eine ähnlich große Instabilität haben (Abb. 4.20 (a) und (b)) und deshalb selbst bei der Kombination von PMT und Übertragungssystem die Ladung von Doppelpulsen auf ca. 10 % stabil sein sollte.

<sup>23</sup>Erst bei sehr kleinen Zeiten  $\Delta t_{Doppelpuls}$  überlappen die Pulse so stark, daß der erste vom zweiten beeinflusst werden kann.

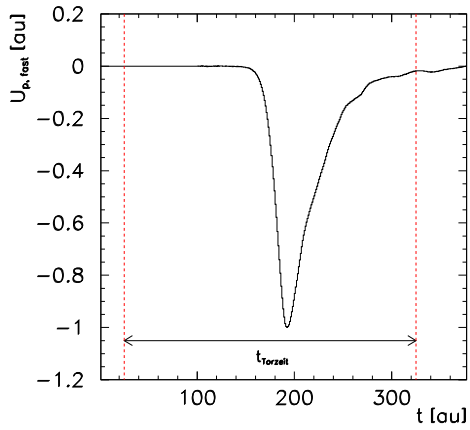
<sup>24</sup>ca. 70 ns



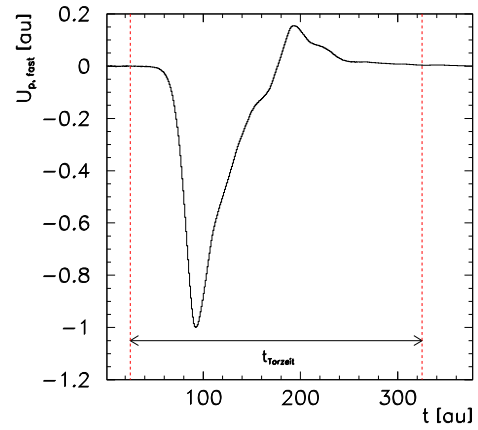
(a) Puls 1 im Original:  $Q = 4.99$  au



(b) Messung von Puls 1 mit nur 80 % von Puls 2:  
 $Q_{fast,exp.} = 8.92$  au



(c) Messung des *Pedestals* mit Puls 2 im Original:  
 $Q_{ped} = 4.92$  au



(d) Puls 1 nach *Pedestal*-Korrektur:  
 $Q_{fast} = Q_{fast,exp.} - Q_{ped} = 4.00$  au

Abbildung 7.17: Messung und Korrektur der Pulsladung  $Q_{fast,1}$  bei Doppelpulsen im Abstand  $\Delta t_{Doppelpuls}$



## Kapitel 8

# Installation und Betrieb der digitalen Analogen Optischen Module im AMANDA-II-Detektor

In der Pol-Saison 1999/2000 wurden 23 digitale Analoge Optische Module, darunter 10 mit LED- und 13 mit LD-Aufsteckmodul<sup>1</sup>, im AMANDA-II-Detektor installiert.

Diese dAOMs wurden aus folgenden Gründen auf die *Strings* 17, 18 und 19 verteilt (Tab. 8.1):

1. An *String* 18 sollten 41 Digitale Optische Module installiert werden, obwohl diese, wie die dAOMs, technologisch neuartig und deren Installation somit nicht ohne Risiko war. Im DOM sind jedoch einige der funktionsrelevanten Komponenten, wie z.B. die ISEG-Basis, mit denen im dAOM identisch, weshalb man als Test zuvor einige digitale Analoge Optische Module an *String* 17 installiert hat.
2. Insgesamt standen nur unwesentlich mehr Optische Module als für die Installation von sechs *Strings* notwendig zur Verfügung. Deshalb wurden die Module, die den abschließenden Qualitätstest am Pol nicht erfolgreich passiert hatten, wenn möglich vor Ort repariert. Dadurch waren für die Installation von *String* 17 kurzfristig zu wenige Standard-OMs verfügbar und die noch freien Positionen an diesem *String* wurden daraufhin mit digitalen Analogen Optischen Modulen aufgefüllt.
3. An *String* 18 waren 43 Optische Module vorgesehen, doch standen nur 41 Digitale Optische Module zur Verfügung. Wenn man an den zwei freien Positionen Standard-OMs angeschlossen hätte, hätte die Gefahr bestanden, daß deren elektrisch-analogen PMT-Pulse die digitale Kommunikation sowie die Zeitsynchronisation der digitalen Module gestört hätte. Demgegenüber kann die elektrisch-analoge Pulsübertragung im dAOM falls notwendig abgeschaltet werden und deswegen wurden diese Positionen damit belegt.
4. Alle übrigen digitalen Analogen Optischen Module wurden dann schließlich an *String* 19 angeschlossen.

An den drei *Strings* wurden die dAOMs bevorzugt im unteren<sup>2</sup> oder auch im oberen Bereich<sup>3</sup> angebracht, um sie in den beiden Extremfällen, nämlich an sehr langen und relativ kurzen Verbindungen zur Oberfläche, zu testen.

---

<sup>1</sup>Eigentlich hatte die Gruppe aus Irvine eine deutlich größere Zahl von LD-dAOMs geplant, doch zeigten die Module mit einem 10 Zoll-Photovervielfacher Hamamatsu R7081-20 sehr kleine  $P/V$ -Verhältnisse, was auf einen Transportschaden zurückgeführt wurde. Demgegenüber hatten nahezu alle LED-dAOMs aus Madison mit diesem PMT ausreichend große  $P/V$ -Verhältnisse.

<sup>2</sup>große OM-Adressen

<sup>3</sup>kleine OM-Adressen

OM - <i>String</i>	TYP	KOMMENTAR
17 - 1	LED	Glasfaser gebrochen
17 - 5	LD	Glasfaser gebrochen
17 - 6	LD	Glasfaser gebrochen
17 - 35	LD	Glasfaser mit sehr großer Dämpfung
17 - 36	LED	Glasfaser gebrochen
17 - 37	LED	
17 - 38	LED	
17 - 41	LED	Glasfaser gebrochen
17 - 42	LD	Glasfaser gebrochen
18 - 1	LED	10 Zoll-PMT R7081-20
18 - 2	LED	10 Zoll-PMT R7081-20
19 - 16	LED	10 Zoll-PMT R7081-20
19 - 29	LD	
19 - 30	LD	
19 - 31	LD	
19 - 32	LED	
19 - 33	LD	
19 - 34	LED	10 Zoll-PMT R7081-20
19 - 35	LD	
19 - 36	LD	
19 - 37	LD	defekt
19 - 38	LD	Glasfaser gebrochen
19 - 39	LD	defekt

Tabelle 8.1: Liste aller dAOMs im AMANDA-II-Detektor

Leider wurde die Installation der sechs *Strings* von einem bisher beispiellosen Störfall begleitet. Unter dramatischen Umständen blieb damals *String* 17 rund 500 m oberhalb der geplanten *String*-Tiefe so stecken, daß er nicht mehr geborgen werden konnte, um das Loch eventuell nochmals 'nachzubohren'. Dabei wurden die Kabel und vielleicht auch die Optischen Module sehr stark beansprucht, weshalb die meisten optischen Verbindungen an diesem *String* beschädigt sind. Von neun digitalen Analogen Optischen Modulen an *String* 17 haben nur zwei eine funktionsfähige Glasfaserverbindung.

Zudem hatte die Installation von insgesamt 253 Optischen Modulen sehr viel Zeit in Anspruch genommen, so daß danach wiederum nur wenig Zeit verblieb, alle Module an die Datennahme anzuschließen und in Betrieb zu nehmen<sup>4</sup>. Deswegen waren während des Jahres 2000 manche dAOMs nur unzureichend gut eingestellt oder auch noch nicht an die Datennahme angeschlossen.

Während der Saison 2000/2001 wurden tatsächlich alle 21 funktionstüchtigen digitale Analoge Optische Module in Betrieb genommen - zwei LD-dAOMs waren defekt, weitere drei LD-dAOMs nur leicht beschädigt (Tab 8.2)<sup>5</sup>.

Die verbliebenen Defekte sind vermutlich auf Verarbeitungsfehler beim Zusammenbau der Module bzw. beim Zusammenbau der dAOM-Elektronik zurückzuführen:

- Es hat sich gezeigt, daß sich die ISEG-Basis nur schwer auf den PMT löten läßt, weil die dafür bestimmten Lötäugen zum Teil zu nahe an Bauteilen liegen, die dadurch während des Lötens beschädigt werden können. Zudem kann es passieren, daß die Kontakte aus Vorsicht

<sup>4</sup>Dieses Risiko war von der Kollaboration bewußt eingegangen worden, da nur in dieser Saison genug Transportkapazitäten frei waren, den AMANDA-II-Detektor fertigzustellen. Man hatte sich zuvor bereits darauf eingestellt, zur Not erst im folgenden Jahr die Inbetriebnahme abzuschließen. Der überwiegende Teil der neuen Optischen Module arbeitete aber schon ab dem Frühjahr 2000.

<sup>5</sup>ohne Berücksichtigung von beschädigten Glasfasern

nur unzureichend gelötet werden, woraufhin fehleranfällige, 'kalte' Lötstellen entstehen. Zukünftig sollten deshalb alle Bauteile auf der Basis einen Mindestabstand zu den Lötäugen haben.

- Probleme mit dem nvSRAM können aufgrund von schlechten Lötverbindungen zwischen dem Speicherbaustein und seinem 'Energiespeicher' entstehen. Daneben kann der Kondensator aber auch beschädigt sein und deswegen die Ursache für den Datenverlust sein. Darum sollte man in Zukunft auf ein nvSRAM mit internen Kondensatoren zurückgreifen [ZMD01].
- Leider war das Modul 19-37 irrtümlich mit einer Testversion der dAOM-Elektronik zusammengebaut worden, die zum einen ein anderes Befehlsformat versteht und zum anderen nicht vollständig aus für -40 °C spezifizierten Bauteilen besteht. Im Frühjahr 2000 wurde dieser dAOM wegen des individuellen Befehlsformates nicht an die Datennahme angeschlossen, obwohl er dennoch hätte kontrolliert werden können. Anfang 2001 wurde er dann einige Tage lang betrieben bis die elektrisch-analoge Pulsübertragung nicht mehr funktionierte, was daran liegen kann, daß eines der nur bis 0 °C spezifizierten Bauteile im elektrisch-analogen Signalweg liegt.

Bedenkt man, daß die digitalen Analogen Optischen Module Prototypen sind, ist eine Ausfallrate  $\lesssim 10\%$  durchaus zufriedenstellend<sup>6</sup>, zumal an keinem der defekten Module eine eindeutige Fehlkonstruktion nachgewiesen werden kann.

OM - <i>String</i>	MÄNGEL	MÖGLICHE URSACHE
19 - 39	kein Signal	Basis defekt (unabhängig von der Steuerspannung $U_{1A,set}$ bleibt $U_1$ gleich null)
19 - 37	kein Signal	keine Verbindung zur Datennahme bzw. elektrisch-analoge Übertragung defekt (Testversion der dAOM-Elektronik verwendet: eigenes Befehlsformat und Bauteile teilweise nicht für -40 °C spezifiziert)
19 - 30	Monitorspannung $U_{1,mon}$ instabil	schlechte Lötstelle oder Basis defekt bzw. Auslese von $U_{1,mon}$ defekt
17 - 37 19 - 31	nvSRAM nach <i>Reset</i> gelöscht	Kondensator defekt bzw. schlechte Lötverbindung zwischen nvSRAM und Kondensator
17 - 1 17 - 6	keine Daten	optisch-analoge Auslese trotz beschädigter Glasfaser
17 - 1 17 - 5 17 - 6	keine Daten	keine Koinzidenzen mit <i>Trigger</i> (Module ca. 500 m vom Restdetektor entfernt)
19 - 31	kann nicht eingeschaltet werden	Kabel am Stecker im Labor gebrochen (repariert)
19 - 38	keine Daten	keine Verbindung zur Datennahme (repariert)

Tabelle 8.2: Liste der im Jahr 2000 scheinbar defekten digitalen Analogen Optischen Module sowie deren Mängel und mögliche Mängelursache

<sup>6</sup>Es fällt auf, daß kein LED-dAOM beschädigt ist. Während in Irvine seit langem erstmals wieder Optische Module gebaut worden waren, ist die OM-Produktion in Madison eine Routinearbeit, bei der vielleicht qualitativ besser gearbeitet wurde.

## 8.1 Anbindung der digitalen Analogen Optischen Module an das Datennahmesystem

Die digitalen Analogen Optischen Module sind mit insgesamt vier P&C-Modulen im Laborgebäude verbunden. Sie werden von einem LINUX-PC kontrolliert<sup>7</sup>, auf dem die dAOM-Kontrollapplikation läuft [DES].

Optisch-analoge PMT-Pulse werden vom ORB oder dem ORM empfangen und wieder in elektrische Signale gewandelt. Die direkten Ausgangssignale des optischen Empfängers werden vom Diskriminator- und *Trigger*-System sowie von einem TDC registriert, während die Amplituden der verzögerten Signale von einem pADC vermessen werden.

Falls aufgrund einer beschädigten Glasfaser keine optisch-analogen Pulse empfangen werden können, werden anstatt dessen die elektrisch-analogen Ausgangssignale des P&C-Moduls für den *Trigger* benutzt und mit dem TDC deren Ankunftszeiten ermittelt. Da es kein verzögertes P&C-Signal gibt, besteht auch keine Verbindung zum ADC-System.

Von 23 digitalen Analogen Optischen Module werden 13 hauptsächlich optisch-analog und 8 nur elektrisch-analog vom Datennahmesystem ausgelesen.

## 8.2 Die elektrisch-analoge PMT-Pulsübertragung im AMANDA-II-Detektor

Während des Jahres 2000 wurden insgesamt 13 dAOMs elektrisch-analog ausgelesen. Allerdings war dieser Signalweg nur für vier davon der einzige. Von den übrigen sieben wurden hauptsächlich die optisch-analogen PMT-Signale aufgezeichnet und die elektrisch-analogen Pulse nur testhalber parallel dazu von einem externen Diskriminator und einem freien TDC registriert<sup>8</sup>.

Unglücklicherweise waren sowohl die Hochspannungen  $U_A$  als auch die dAOM-Verstärkung  $U_{CtrlGain}$  zu hoch eingestellt, so daß die Diskriminatorschwelle<sup>9</sup> im Mittel nur weniger als 0.1 PE entsprach. Als Folge davon waren die Pulsbreiten (TOT) sehr groß und die Rauschraten zu hoch.

Während des Jahres konnte man jedoch nicht erkennen, ob diese Pulsbreiten und diese Rauschraten ein Problem der elektrisch-analogen Übertragung im AMANDA-II-Detektor waren, oder ob die Module falsch eingestellt waren, weil keine ADC-Informationen vorlagen. Sonst hätte man vielleicht versuchen können, die Hochspannung nachträglich zu reduzieren.

Dies mag so gedeutet werden, daß es falsch war, für die elektrisch-analoge Übertragung auf einen verzögerten Signalweg und eine Amplituden-Messung zu verzichten. Betrachtet man jedoch die dAOMs an den *Strings* 18 und 19, erkennt man, daß nur eines von den zwölf funktionsfähigen Modulen keine Glasfaserverbindung zur Oberfläche hat, weshalb der Aufwand für die übrigen elf nicht vertretbar gewesen wäre<sup>10</sup>.

In der Saison 2000/2001 wurde auch der LD-dAOM 19-38 an die Datennahme angeschlossen und es wurden alle digitalen Analogen Optischen Module neu eingestellt.

Die Module ohne optische Verbindung werden seither mit einer Hochspannung  $U_A$  betrieben, die im Mittel 245 VDC unter der für eine PMT-Verstärkung von  $1 \cdot 10^9$  notwendigen liegt (Tab. 8.3), weshalb ihre PMT-Verstärkung nun  $\lesssim 2 \cdot 10^8$  sein dürfte. Unterschiedlich hohe Dämpfungen werden durch unterschiedliche dAOM-Verstärkung  $U_{CtrlGain}$  kompensiert, so daß die mittlere 1PE-Amplitude  $\langle U_{p,dAOM} \rangle$  knapp 200 mV groß ist und das mittlere  $P/V$ -Verhältnis ca. 1.5 beträgt (Abb. D.4) (Abb. D.5).

<sup>7</sup>Dazu wurde dessen Zahl an seriellen Schnittstellen durch eine 8-fach Schnittstellenkarte erhöht. Später wurden damit auch die ORMs und manche ORBs gesteuert.

<sup>8</sup>Diese Signale wurden nicht vom *Trigger*-System berücksichtigt und die zusätzlichen Daten durchliefen nur einen Teil des normalen Datenflusses.

<sup>9</sup>Die Schwelle der Standard-Diskriminatoren betrug 50 mV und die des externen Diskriminators 60 mV, was eigentlich 0.25 PE entsprechen sollte.

<sup>10</sup>Zudem wäre das Problem nicht entstanden, wenn die dAOMs schon in der Saison 1999/2000 richtig eingestellt worden wären.

OM - <i>String</i>	$U_A$ [V]	$\Delta U_A$ [V]	$U_{CtrlGain}$ [mV]	$\langle U_{p,dAOM} \rangle$ [V]	$P/V$
17 - 1*	1300	-250	1250	200	1.4
17 - 5	1435	-235	650	480	1.2
17 - 6*	1420	-250	1375	200	1.5
17 - 36	1400	-250	900	190	1.5
17 - 41	1280	-250	2125	190	1.3
17 - 42	1305	-225	700	440	1.2
19 - 38	1530	-250	1275	210	1.7
17 - 37	1115	-475	2070	230	1.7
17 - 38	1220	-500	1300	210	1.3
18 - 1	1160	-500	950	215	1.4
18 - 2	1125	-395	1700	250	1.2
19 - 16	1110	-420	1350	230	1.3
19 - 32	1345	-355	3200	230	1.3
19 - 34	1330	-400	2250	210	1.1

*Tabelle 8.3:* Betriebsparameter der 'elektrischen' digitalen Analogen Optischen Module ohne (oben) und mit optischer Verbindung (unten) seit Anfang 2001: Hochspannung  $U_A$ , Differenz zur  $1 \cdot 10^9$ -Spannung  $\Delta U_A$ , dAOM-Verstärkung  $U_{CtrlGain}$ , 1PE-Amplitude  $\langle U_{p,dAOM} \rangle$  und  $P/V$ -Verhältnis. (\*Diese Module wurden im Jahr 2000 zunächst hauptsächlich optisch-analog ausgelesen.)

Dazu sollte man bemerken, daß diese Parameter im AMANDA-Detektor auf der Basis von ADC-Spektren des PMT-Rauschens ermittelt werden. Demzufolge entspricht das so bestimmte  $P/V$ -Verhältnis tatsächlich einem größeren Wert von etwa 2 (vgl. Abb. 4.9).

Die Rauschrate der Module fiel aufgrund der adäquaten Diskriminatorschwelle  $U_{trig} = 50 \text{ mV} \propto 0.25 \text{ PE}$  auf  $\lesssim 850 \text{ Hz}$  und die Pulsbreite (TOT) im Mittel auf  $\sim 600 \text{ ns}$ .

Es gibt aber zwei Ausnahmen, nämlich die Module 17-05 und 17-42, deren 1PE-Verteilung sich nur dann vom *Pedestal* und der Exponentialverteilung abhebt, wenn die mittlere 1PE-Amplitude größer 400 mV wird, und selbst dann wird das  $P/V$ -Verhältnis nicht größer als 1.2.

Das Optische Modul 17-42 verhält sich vielleicht so, weil es einmal unbeabsichtigt über mehrere Stunden auf deutlich mehr als  $50^\circ\text{C}$  erhitzt worden war. Es kann sein, daß darunter entweder die Komponenten der elektrisch-analogen Übertragung oder die Dynoden des Photovervielfachers gelitten haben und deshalb stärker Rauschen. Während des OM-Tests vor der Detektorinstallation verhielt sich dieses Modul aber unauffällig.

Für den dAOM 17-05 fehlt bisher ein Anhaltspunkt, bis auf daß auffällt, daß beide Module am *String* 17 angeschlossen sind und eine extrem kleine dAOM-Verstärkung haben<sup>11</sup>.

Die Leistungsfähigkeit der elektrisch-analogen Pulsübertragung zeigt sich besonders bei den LED-dAOMs die hauptsächlich optisch-analog ausgelesen werden. Obwohl diese Module bei PMT-Verstärkungen  $\lesssim 5 \cdot 10^7$  betrieben werden, reicht die aktive Nachverstärkung im Modul aus, deren 1PE-Pulse zu übertragen.

Schließlich beträgt die mittlere 1PE-Amplitude  $\langle U_{p,dAOM} \rangle$  ca. 230 mV und das mittlere  $P/V$ -Verhältnis  $\sim 1.3$  (Tab. 8.3) (Abb. D.1) (Abb. D.2) (Abb. D.3). Zudem sind auch die Rauschraten und die Pulsbreiten dieser Module vergleichbar mit denen der digitalen Analogen Optischen Module ohne Glasfaserverbindung.

<sup>11</sup>Die Situation verbesserte sich aber auch nicht, als die Hochspannung  $U_A$  gesenkt und dafür die dAOM-Verstärkung  $U_{CtrlGain}$  erhöht wurde.



### 8.2.1 Einfluß der elektrisch-analogen Pulsübertragung auf die digitale Kommunikation

Obwohl nur ein Teil der digitalen Analogen Optischen Module elektrisch-analog ausgelesen wurde, wurden alle dAOMs während des ersten Jahres im analogen Modus betrieben. Hauptsächlich deshalb, weil untersucht werden sollte, ob die aktive elektrisch-analoge Übertragung langfristig funktioniert und inwiefern sie den dAOM-Betrieb beeinflusst.

Sieht man von dem Modul 19-37 ab, gibt es keinen dAOM, dessen elektrisch-analoge Übertragung in diesem Jahr versagte. Dafür zeigte sich aber, daß die elektrisch-analogen PMT-Pulse die Stabilität der Module stören können.

Da die Pulsbreite der elektrisch-analogen PMT-Pulse etwa so groß wie die der digitalen Signale ist, kann die Kommunikation mit einem dAOM dadurch gestört werden, d.h. wenn sich ein dAOM im analogen Modus befindet, muß man mitunter sehr häufig den entsprechenden Befehl senden, bis er in den digitalen Modus wechselt.

Deshalb sollte in Zukunft die physikalische Übertragungsfrequenz der digitalen Kommunikation reduziert werden.

Wesentlich ernster wird das Problem, falls sehr große PMT-Pulse übertragen werden. Geht nämlich das Verstärkersystem in seine Signalbegrenzung, folgen dem eigentlichen PMT-Puls starke Oszillationen, die der dAOM dann als digitale Sequenzen mißdeutet. Wenn das passiert, springt der *Microcontroller* in die Empfangsbereitschaft und bleibt dort, weil die 'digitale Nachricht' nie richtig abgeschlossen wird. Nach einer Weile läuft der *Watchdog Timer* ab und setzt den dAOM in den Einschaltzustand zurück.

Aus Sicherheitsgründen ist dann die Hochspannung ausgeschaltet und der PMT wird insensitiv!

Um das zu verhindern, sollte die dAOM-Kontrollapplikation dies zukünftig automatisch bemerken und die Hochspannung dann wieder anschalten. Zudem muß die Dekodierelektronik verbessert werden und man sollte ein Protokoll mit Fehlererkennung verwenden.

## 8.3 Die optisch-analoge PMT-Pulsübertragung im AMANDA-II-Detektor

### 8.3.1 Verhalten der Module mit LED-Aufsteckmodul

Von zehn LED-dAOMs haben noch sieben<sup>12</sup> eine funktionsfähige optische Verbindung, und von diesen sieben waren wiederum nur fünf im Jahr 2000 an die Datennahme angeschlossen bzw. ausreichend gut eingestellt.

Daneben werden aber auch die Digitalen Optischen Module bei einer ähnlich kleinen PMT-Verstärkung betrieben, benutzen ebenfalls die ISEG-Basis für die PMT-Versorgung und wurden aus Vorsicht auch mit dem LED-Aufsteckmodul der digitalen Analogen Optischen Module ausgerüstet.

Deswegen wurde das Langzeitverhalten der dAOMs und der DOMs vom März bis September 2000 gemeinsam überprüft.

Allerdings wurden während dieser Zeit wiederum nur von 24 DOMs qualitative ausreichende Daten aufgezeichnet - seit Juni 2000 waren es sogar nur noch 18.

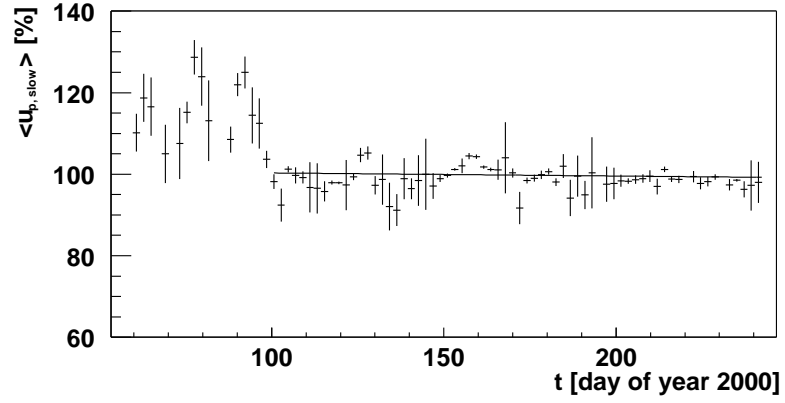
Abbildung 8.1 (a) zeigt die zeitliche Entwicklung der relativen, mittleren 1PE-Amplitude  $\langle U_{p,slow} \rangle$  von den LED-dAOMs, Abbildung 8.1 (b) die von den DOMs und Abbildung 8.1 (c) die von den dAOMs und DOMs zusammen.

In den ersten 35 Tagen verhielten sich die dAOMs auffallend instabil und zudem lag  $\langle U_{p,slow} \rangle$  währenddessen etwa 15 % über dem Wert der darauffolgenden 145 Tage.

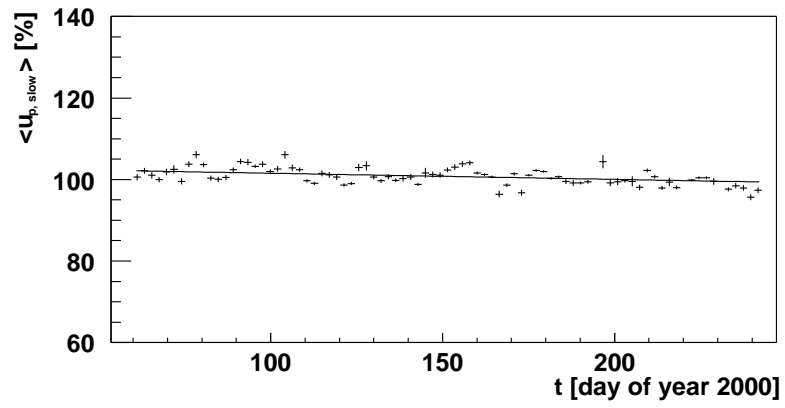
Der Grund dafür ist, daß eines der Module in dieser Zeit ständig zwischen einer Amplitude  $\langle U_{p,slow} \rangle \approx 100\%$  und  $\langle U_{p,slow} \rangle \approx 120\%$  wechselte. Ein weiteres lieferte während dieser Tage

---

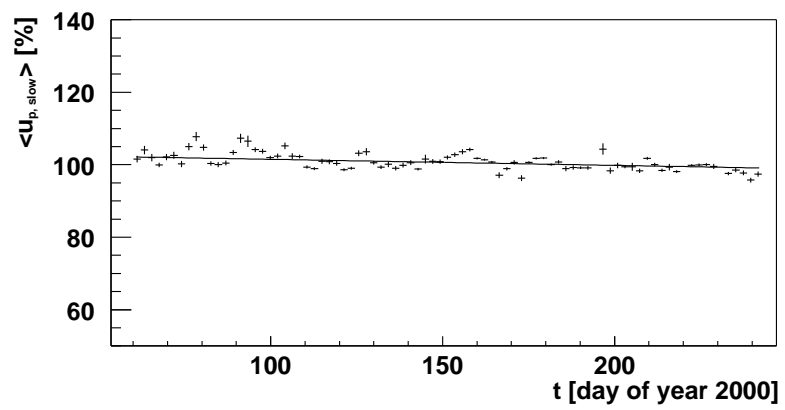
<sup>12</sup>Nur zwei befinden sich davon am *String* 17.



(a) LED-dAOMs

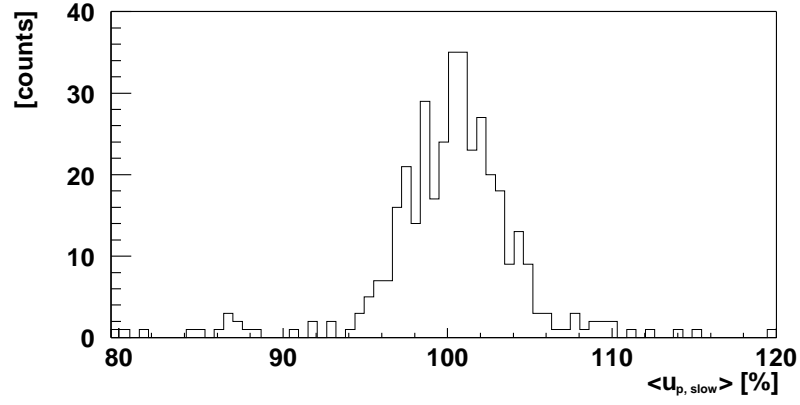


(b) DOMs

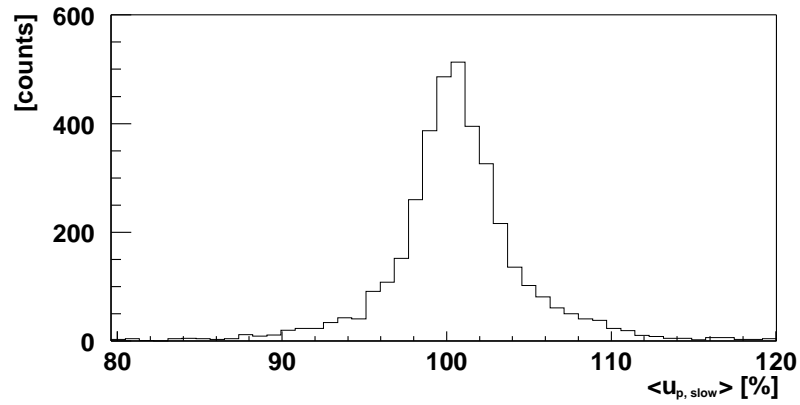


(c) OMs mit ISEG-Basis und LED-Aufsteckmodul

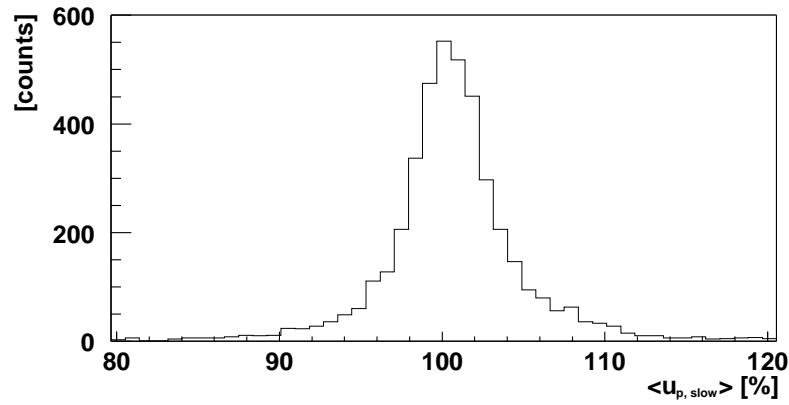
Abbildung 8.1: Zeitliche Entwicklung der relativen, mittleren 1PE-Amplitude  $\langle U_{p,slow} \rangle$



(a) LED-dAOMs



(b) DOMs



(c) OMs mit ISEG-Basis und LED-Aufsteckmodul

Abbildung 8.2: Stabilität der relativen, mittleren 1PE-Amplitude  $\langle U_{p,slow} \rangle$  von jedem der ausgewählten dAOMs und DOMs und für jeden der 145 bzw. 180 untersuchten Tage, nachdem  $\langle U_{p,slow} \rangle$  um die 'Alterung' korrigiert wurde.

stets  $\langle U_{p,slow} \rangle \approx 130$  % und sprang danach auf  $\langle U_{p,slow} \rangle \approx 100$  %. Warum sich diese Module so verhielten ist bisher unklar.

Demgegenüber war die relative, mittlere 1PE-Amplitude der digitalen Analogen Optischen Module für die restlichen 145 Tage stabiler. Währenddessen fiel  $\langle U_{p,slow} \rangle$  nur etwa 0.1 % pro Woche.

Dieses Ergebnis sollte aber nicht zu hoch bewährt werden, weil die Anzahl der hier betrachteten dAOMs sehr klein ist. Zudem fielen die dAOMs insbesondere in den ersten Wochen, aber auch in der restlichen Zeit häufig in den Einschaltzustand zurück, entweder weil sie von ihren eigenen elektrisch-analogen PMT-Pulsen gestört wurden, oder weil die 60 VDC-Betriebsspannung zeitweise ausfiel<sup>13</sup>.

Letztlich wurde die PMT-Hochspannung dadurch ständig an- und ausgeschaltet. Wenn ein PMT jedoch 'frisch' mit Hochspannung versorgt wird, ist dessen Verstärkung meist einige Stunden lang instabil und fällt in den ersten Tagen um einige Prozent, so daß vielleicht dadurch das instabile Verhalten der Amplituden  $\langle U_{p,slow} \rangle$  begründet wurde.

Aussagekräftiger ist deshalb das Langzeitverhalten der verbliebenen 24 DOMs. Diese liefen deutlich stabiler und dennoch fiel deren relative, mittlere 1PE-Amplitude  $\langle U_{p,slow} \rangle$  ebenfalls nur mit ca. 0.1 % pro Woche.

Für die Standard-OMs verlief dieser 'Alterungsprozeß' dagegen etwa dreimal schneller [ROS99], vielleicht weil diese Module bei einer wesentlich größeren PMT-Hochspannung/Verstärkung als die dAOMs und DOMs betrieben werden.

Abbildung 8.2 zeigt die Verteilung der relativen, mittleren 1PE-Amplituden von jedem der ausgewählten dAOMs sowie DOMs und für jeden der 145 bzw. 180 untersuchten Tage, nachdem  $\langle U_{p,slow} \rangle$  um den 'Alterungsprozeß' korrigiert wurde. Demnach streut  $\langle U_{p,slow} \rangle$  unabhängig vom OM-Typ ca. 4 % um seinen Sollwert.

OM - String	$\langle U_{p,slow} \rangle$ [mV]	$P/V_{slow}$	$\langle Q_{fast} \rangle$ [pC]	$P/V_{fast}$	$t_{TOT,fast}$ [ns]	$\Delta t_{le}$ [ns]	Rate [Hz]
17 - 37	210	1.8	55	1.8	28	2.7	670
17 - 38	195	1.5	50	1.5	27	3.7	590
18 - 1*	210	1.6	50	1.6	25	3.2	890
18 - 2*	190	1.3	55	1.4	26	3.3	890
19 - 16*, **	255	1.4	70	1.4	30	2.6	840
19 - 32	210	1.5	50	1.4	25	2.7	590
19 - 34*	200	1.3	60	1.3	28	-	880

Tabelle 8.4: Betriebsparameter der 'optischen' digitalen Analogen Optischen Module mit LED-Aufsteckmodul seit Anfang 2001: 1PE-Amplitude  $\langle U_{p,slow} \rangle$  sowie  $P/V_{slow}$ -Verhältnis (verzögerter Signalweg) und 1PE-Ladung  $\langle Q_{fast} \rangle$ ,  $P/V_{fast}$ -Verhältnis, Pulsbreite  $t_{TOT,fast}$ , Zeitauflösung  $\Delta t_{le}$  und die Rauschrate (direkter Signalweg).  
(\*Module mit 10 Zoll-PMT. \*\*Die Hochspannung von Modul 19-16 wurde später von 1135 VDC auf 1110 VDC gesenkt.)

In der Saison 2000/2001 wurden alle sieben LED-dAOMs neu eingestellt (Tab. 8.3 (unten)) (Tab. 8.4) (Abb. E.1) (Abb. E.4) (Abb. E.2) (Abb. E.5) (Abb. E.3) (Abb. E.6), so daß ihre PMT-Verstärkung typisch  $5 \cdot 10^7$  betrug.

Für die 1PE-Pulse des verzögerten ORB-Signalweges ist das  $P/V$ -Verhältnis typisch 1.5, und die mittlere 1PE-Amplitude 210 mV. Für den direkten ORB-Signalweg liegen die Werte bei 1.5 bzw. 55 pC.

<sup>13</sup>Das dAOM-Netzteil war am Ende der Saison gegen ein anderes ausgetauscht worden, da es den Rauschpegel in den SWAMPs erhöhte. Vielleicht wurde dieses Netzteil damals nicht an die unterbrechungsfreie Spannungsversorgung angeschlossen - Ende 2000 wurde es zumindest nicht so vorgefunden.

Die Diskriminatorschwelle<sup>14</sup> entspricht im Mittel 0.23 PE. Damit beträgt die Pulsbreite (TOT) typisch 27 ns und die Rauschrate 760 Hz.

Eigentlich muß man bei der Rauschrate die dAOMs mit 8 Zoll-PMT und die mit 10 Zoll-PMT unterscheiden. Tatsächlich ist die Rauschrate der ersten Gruppe mit ca. 620 Hz kleiner als die der zweiten mit im Mittel 870 Hz.

Die Rauschrate der Optischen Module mit 10 Zoll-PMT ist nicht nur größer, weil wegen der großen Kathodenfläche die Zahl der thermisch emittierten Elektronen ansteigt, sondern auch, weil dieser PMT deswegen eine größere sensitive Fläche für das Licht von der noch nicht <sup>40</sup>K-freien Glassphäre hat.

Die mittlere Rauschrate aller Optischen Module an den *Strings* 14 bis 19 beträgt nur noch 750 Hz, weil der <sup>40</sup>K-Gehalt ihrer Glassphären reduziert wurde. Im Vergleich dazu liegt die Rauschrate der Module an den *Strings* 11 bis 13 bei ca. 1400 Hz.

Während der sogenannten  $t_0$ -Kalibration, wurde auch die Zeitauflösung der Module bestimmt. Nach der Amplitudenkorrektur beträgt diese im Mittel 3.1 ns und ist damit tatsächlich nur unwesentlich schlechter als die des Photovervielfachers alleine.

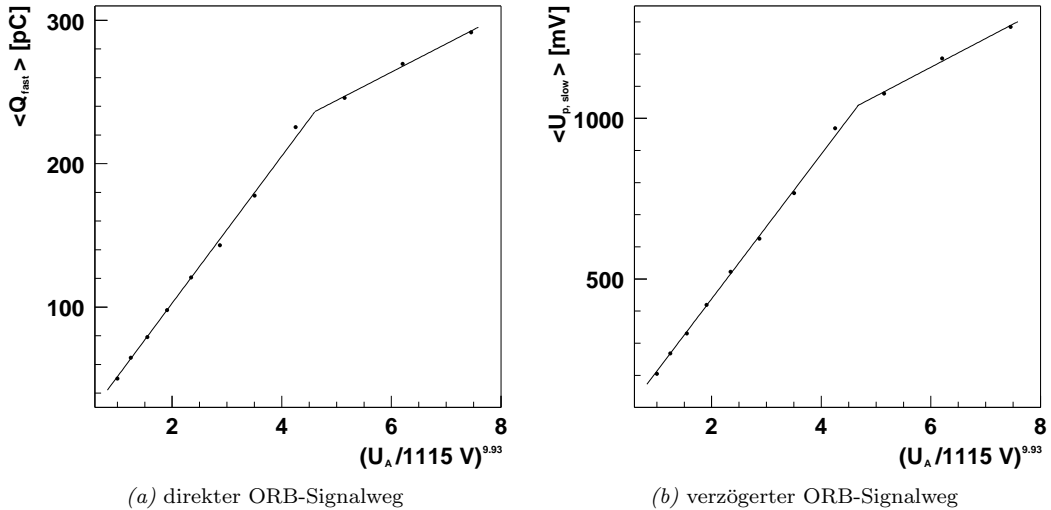


Abbildung 8.3: Teil-Linearität vom modifizierten ORB und dem LED-dAOM 17-37. Die Größe  $(\frac{U_A}{1115 \text{ V}})^{9.93}$  ist ein indirektes Maß für die tatsächliche PMT-Pulsladung.

Zuletzt wurde die Kennlinie vom ORB überprüft. Ähnlich wie im Kapitel 6.1.1 vorgeschlagen, wurde dazu die mittlere 1PE-Ladung  $\langle Q_{\text{fast}} \rangle$  oder Amplitude  $\langle U_{p, \text{slow}} \rangle$  der direkten/verzögerten ORB-Signale für verschiedene PMT-Hochspannungen  $U_A$  bestimmt und in Abbildung 8.3 gegen die Größe<sup>15</sup>  $(\frac{U_A}{1115 \text{ V}})^{9.93}$  aufgetragen.

Wieder ist die Übertragungscharakteristik der beiden Signalwege nur teil-linear. Daneben fällt auf, daß die Kennlinien exakt gleich verlaufen, weshalb nur der erste Verstärker LT 1228 [LTc] der Grund für die Teil-Linearität sein dürfte.

### 8.3.2 Verhalten der Module mit LD-Aufsteckmodul

Wie bereits beschrieben, waren die ORBs nicht dazu geeignet, die optisch-analoge PMT-Pulse von LD-dAOMs zu empfangen. Deswegen wurden diese Optischen Module in der Saison 2000/2001

<sup>14</sup>Die Diskriminatorschwelle war erst versuchsshalber auf 35 mV gesenkt und später wieder auf 50 mV erhöht worden. Alle dAOMs mit intakter Glasfaser wurden für eine Schwelle von 35 mV eingestellt und dann durch eine Erhöhung der Verstärkung der optischen Empfänger an die 50 mV-Schwelle angepaßt.

<sup>15</sup>speziell für LED-dAOM 17-37

an die neuen ORMs angeschlossen.

Doch obwohl der ORM in Zeuthen und in Irvine erfolgreich mit einem LD-Transmitter getestet worden war, traten am Experiment Probleme auf, die denen mit dem ORB während der vorherigen Saison ähnelten.

Die LD-dAOMs scheinen demnach, zwischen zwei unterschiedlichen Modi zu wechseln.

Im ersten Modus verhalten sich die Optischen Module normal und dementsprechend sehen auch ihre ADC-Spektren aus (Abb. 8.4 (a) und (b)).

Im zweiten Modus weisen die Amplitudenspektren plötzlich nur ein sehr kleines  $P/V$ -Verhältnis auf (Abb. 8.4 (c)), und in den Ladungsspektren zeigt sich jeweils eine zusätzliche, scharfe Verteilung (Abb. 8.4 (d)). Diese Verteilung ähnelt von seiner Form einem *Pedestal*, ihre Position liegt aber scheinbar zufällig zwischen null Coulomb und dem Tal des Spektrums.

Die LD-dAOMs wechseln anscheinend bevorzugt in den zweiten Modus, falls

1. das Glasfaserkabel im Labor gebogen wird,
2. die Glasfaserverbindung kurz geöffnet wurde, oder
3. die PMT-Hochspannung schlagartig um große Spannungen geändert wird, wodurch sich die mittlere Amplitude der Laserpulse ändert.

Eine mögliche Erklärung dafür, wären Oszillationen, die aufgrund von zurückreflektierten Licht im Resonator der Laserdiode angeregt werden.

Die Oszillationen würden vom Diskriminator wie jedes Ereignis registriert werden, doch ist ihre Ladung quasi gleich null bzw. nahezu konstant, was die zusätzliche, scharfe Verteilung im Ladungsspektrum erklärt.

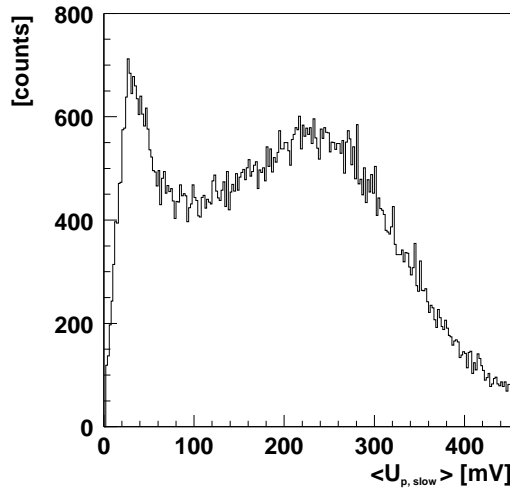
Demgegenüber kann der pADC wahrscheinlich nicht die Maximalamplitude einer Oszillation bestimmen, so daß er schließlich irgend eine Amplitude digitalisiert. Als Folge würde das Amplitudenspektrum bis zur Maximalamplitude der Oszillationen verschmiert werden, was dann das  $P/V$ -Verhältnis der Spektrums vermindert.

Der LD-dAOM wurde in Irvine auch bei tiefen Temperaturen getestet, ohne daß dieses Problem aufgefallen war. Deshalb könnte man vermuten, daß die Störung mit dem im Detektor langen Glasfaserkabel zusammenhängt.

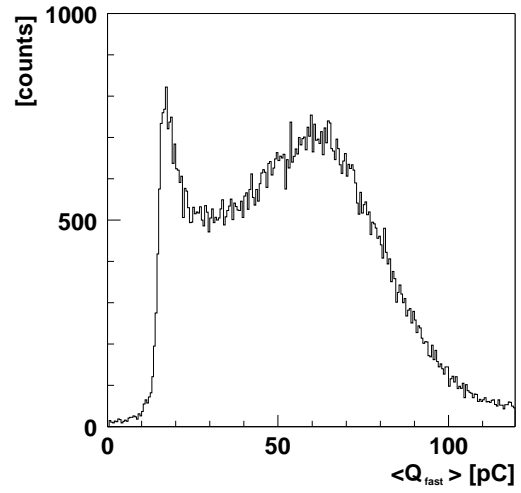
Zudem ist die verwendete Laserdiode eigentlich für Monomoden-Glasfaserkabel spezifiziert. Im AMANDA-Detektor werden aber Multimoden-Glasfaserkabel für die optisch-analoge Pulsübertragung verwendet. Vielleicht ist dies der Grund für die Störung?

Jedenfalls sollte man den LD-dAOM deshalb auch im Labor mit einer mindestens 2 km langen, originalen Glasfaser bei  $-40\text{ }^{\circ}\text{C}$  testen. Interessant wären eventuell auch Laserdioden für Multimoden-Glasfaserkabel [OEC99] oder VCSEL, weil diese vielleicht weniger anfällig gegenüber dem zurückreflektierten Licht sind. Zumindest sind fast alle VCSEL für Multimoden-Glasfaserkabel spezifiziert.

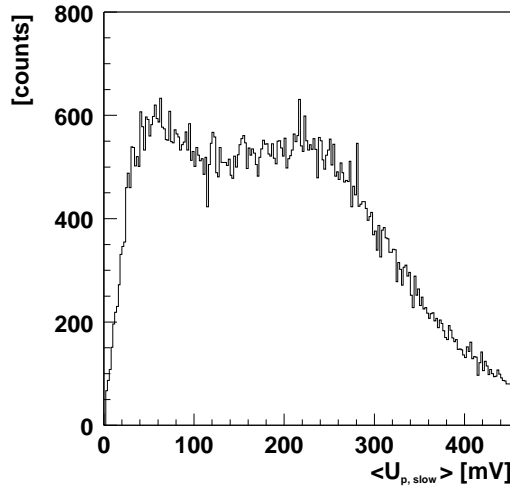
Trotz der Probleme konnten die LD-dAOMs behelfsmäßig eingestellt und in Betrieb genommen werden (Abb. E.8) (Abb. E.8). Ihre Betriebsparameter sind in Tabelle 8.5 zusammengefaßt.



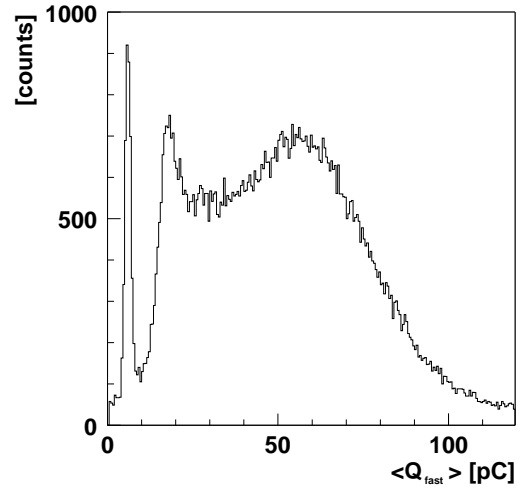
(a) Amplitudenspektrum ohne Störung



(b) Ladungsspektrum ohne Störung



(c) Amplitudenspektrum mit Störung



(d) Ladungsspektrum mit Störung

Abbildung 8.4: ADC-Spektren eines LD-dAOMs. Das Amplitudenspektrum der verzögerten (a) und das Ladungsspektrum der direkten ORM-Signale (b) haben ein befriedigendes  $P/V$ -Verhältnis. Kurz nach der Messung tritt eine Störung auf, die das  $P/V$ -Verhältnis des Amplitudenspektrums vermindert und im Ladungsspektrum als zusätzliche, scharfe Verteilung erscheint.

OM - <i>String</i>	$U_A$ [V]	$\langle U_{p,slow} \rangle$ [mV]	$P/V_{slow}$	$\langle Q_{fast} \rangle$ [pC]	$P/V_{fast}$	$t_{TOT,fast}$ [ns]	$\Delta t_{le}$ [ns]	Rate [Hz]
19 - 29	1400	250	1.3	50	1.5	27	4.0	590
19 - 30	1640	220	1.2	55	1.3	31	4.0	550
19 - 31	1380	260	1.3	55	1.4	27	3.6	580
19 - 33	1400	200	1.6	50	1.7	27	3.8	770
19 - 35	1510	190	1.6	45	1.6	27	-	630
19 - 36	1250	240	1.3	50	1.5	31	6.1	560
17 - 35*	-	-	-	-	-	-	5.5	-

Tabelle 8.5: Betriebsparameter der 'optischen' digitalen Analogen Optischen Module mit LD-Aufsteckmodul seit Anfang 2001: PMT-Hochspannung  $U_A$ , 1PE-Amplitude  $\langle U_{p,slow} \rangle$  sowie  $P/V_{slow}$ -Verhältnis (verzögerter Signalweg) und 1PE-Ladung  $\langle Q_{fast} \rangle$ ,  $P/V_{fast}$ -Verhältnis, Pulsbreite  $t_{TOT,fast}$ , Zeitauflösung  $\Delta t_{le}$  und die Rauschrate (direkter Signalweg).

(\* Das Modul 17-35 besitzt zwar noch eine optische Verbindung, doch ist ihre Dämpfung sehr groß. Deshalb muß die ORM-Verstärkung auf ihren Maximalwert eingestellt werden, aber auch dann ist kein stabiler Betrieb mehr möglich. Den Kollegen, die die  $t_0$ -Kalibration durchführten, gelang aber trotzdem eine grobe Messung der Zeitauflösung.)

Demnach ähneln die LD-daOMs den LED-daOMs. Allerdings ist ihre Zeitauflösung nach der Amplitudenkorrektur etwas schlechter. Das liegt an dem unterschiedlichen Verlauf der Übertragungscharakteristik des direkten und des verzögerten ORM-Signalweges (Abb. 8.5). Deshalb unterschätzt die gemessene Amplitude der verzögerten Signale teilweise die eigentlich für die Zeitmessung relevante der direkten Signale. Trotzdem ist die Zeitauflösung im allgemeinen besser als 5 ns.

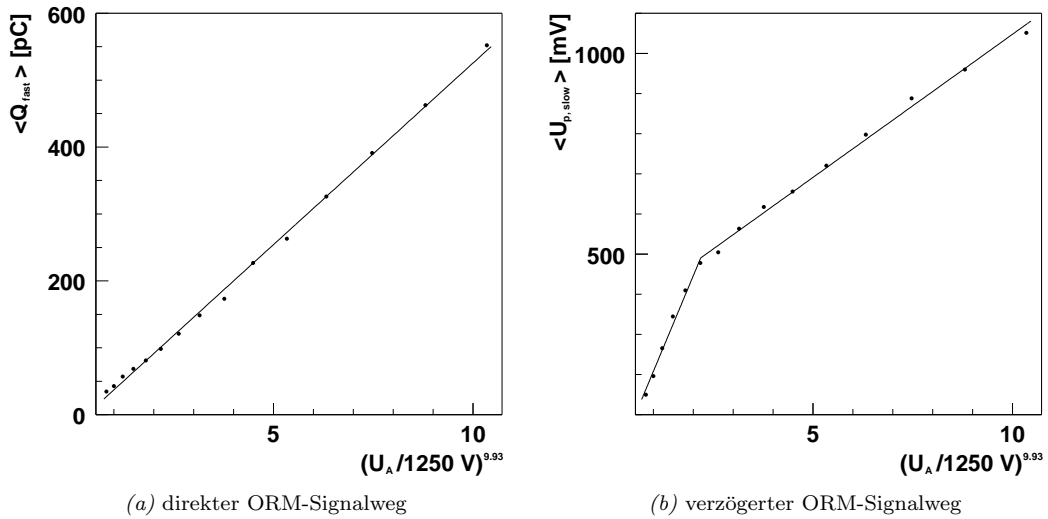
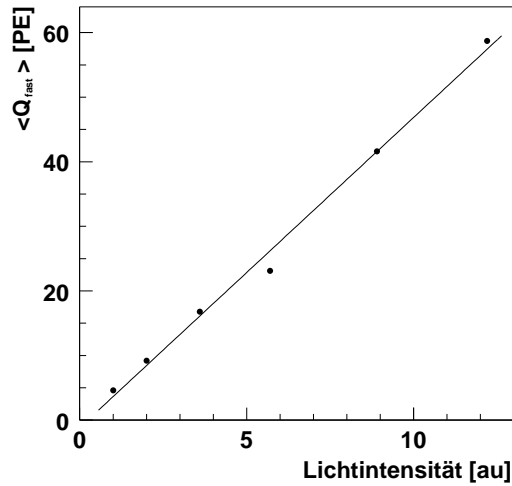


Abbildung 8.5: (Teil-)Linearität vom ORM und dem LD-daOM 19-36. Die Größe  $(\frac{U_A}{1250 \text{ V}})^{9.93}$  ist ein indirektes Maß für die tatsächliche PMT-Pulsladung.

Schließlich konnte man auch den linearen Signalbereich eines LD-daOMs testen, indem man Laserpulse vom Labor aus über die Glasfaser zum OM sendete. Diese Pulse wurden dann vom PMT detektiert, und die PMT-Pulse wiederum über dieselbe Glasfaser optisch-analog zum ORM übertragen.

Abbildung 8.6 zeigt das Ergebnis der Linearitätsmessung für den direkten ORM-Signalweg.





(a) LD-dAOM 19-36

Abbildung 8.6: Linearität der Ladung der optisch-analogen PMT-Pulse eines digitalen Analogen Optischen Moduls mit LD-Aufsteckmodul (gemessen am direkten ORM-Ausgang)

Daraus folgt, daß sich der lineare Signalbereich eines digitalen Analogen Optischen Moduls mit LD-Aufsteckmodul über 60 PE hinaus erstreckt.

Während der Messung mußte jedoch, das optische Signal gedämpft oder die Verstärkung des direkten ORM-Signalweges reduziert werden.

Wenn 1200 mV Signalamplitude etwa 60 PE entsprechen, ist ein 1PE-Puls nur 20 mV groß. In der AMANDA-Datennahme müssen 1PE-Pulse aber ca. 200 mV groß sein, da die Diskriminatorschwelle 50 mV beträgt. Damit würden 60 PE-Pulse Signalamplituden von 12 V notwendig machen.

Solche Amplituden werden nicht mehr von üblichen Verstärkern erreicht - deshalb sollte man für einen Detektor mit LD-dAOMs eine neues Datennahmesystem entwickeln. Diese Datennahme sollte auf FADCs basieren, damit die dAOM-Signale kontinuierlich-zeitdiskret aufgezeichnet werden und man auf den aufwendigen verzögerten Signalweg verzichten kann.

Seit der Saison 2001/2002 werden zahlreiche Optische Module mit optisch-analoger Pulsübertragung parallel zur üblichen Datennahme mit 100 MSPS-FADCs ausgelesen.

## Kapitel 9

# Das verbesserte digitale Analoge Optische Modul

Um das digitale Analoge Optische Modul im ICECUBE-Detektor einsetzen zu können, wollte man es um neue Funktionen erweitern und einige seiner Schwachstellen beseitigen. Als Verbesserungen waren für den dAOM++ vorgesehen (Abb. 9.1):

- Anstelle des *Microcontrollers* und der PLD sollte nur noch eine PLD mit einem Prozessor-*Core*<sup>1</sup> verwendet werden, um eine höhere Integrationsdichte bei größerer Flexibilität zu erreichen.
- Die digitale Kommunikation sollte verbessert werden, indem eine kleinere physikalische Übertragungsfrequenz und ein ausgereifter Dekodierer/Kodierer sowie ein Standard-Protokoll mit Fehlererkennung eingesetzt würden.
- Ein LD-Aufsteckmodul mit geknickter Kennlinie sollte es ermöglichen, auch noch 200 PE-Signale zu übertragen.
- Die Detektorkalibration sollte mit elektrischen und optischen Pulsgeneratoren erleichtert werden.

### 9.1 Der Nios-Prozessor

Der Nios-*Softcore* von Altera [ALT00] [ALT02b] ist ein RISC<sup>2</sup>-Prozessorkern für die Integration auf einer PLD. Er wurde speziell für die PLD-Architekturen APEX II und APEX sowie die preiswerte ACEX-Familie entwickelt. Die Nios-Produktreihe bietet sowohl 16 Bit als auch 32 Bit-Prozessoren, die flexibel mit (a)synchronen seriellen Schnittstellen, parallelen Schnittstellen, internem Speicher und Schnittstellen für externen Speicher ergänzt werden können. Selbst *Ethernet*- und IDE<sup>3</sup>-*Controller* sind verfügbar!

Für den dAOM++ ist ein 16 Bit-Prozessor ausreichend, welcher mit einer Speicherschnittstelle, einem UART und parallelen Ein- und Ausgängen rund 1200 Logikelemente, d.h. etwa 26 % einer PLD Altera EP20K100E [ALT02a], belegt.

Für ein Datennahmesystem könnte der leistungsfähigere 32 Bit-Prozessor interessant sein, der bei einem 50 MHz-Takt fünfzig Millionen Instruktionen pro Sekunde (MIPS) schnell ist.

Der Nios-*Softcore* kann lizenzfrei in Altera-PLDs integriert werden. Zur Programmierung des Prozessors gibt es eine freie Entwicklungsumgebung der Firma Cygnus.

---

<sup>1</sup>Als *Core/Softcore* bezeichnet man eine Art Programm-Bibliothek für programmierbare Logik Bausteine.

<sup>2</sup>RISC - *Reduced Instruction Set Computer*

<sup>3</sup>IDE - *Integrated Disc Electronic*

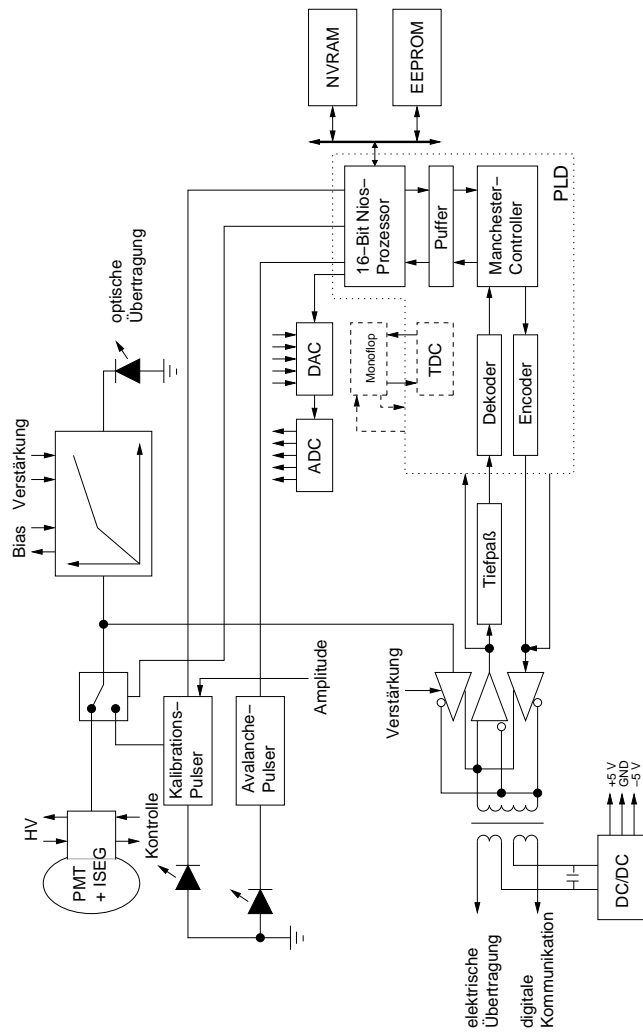


Abbildung 9.1: Der daOM++ im Überblick

## 9.2 Die digitale Kommunikation

Befindet sich der dAOM im analogen Modus, kann es passieren, daß der Empfang digitaler Nachrichten vom P&C-Modul durch elektrisch-analoge PMT-Pulse gestört wird. Im schlimmsten Fall interpretiert der dAOM sogar seine eigenen PMT-Pulse als digitale Sequenzen, weil die Pulsbreiten von analogen und digitalen Signalen vergleichbar sind.

Deshalb sollte zukünftig

1. eine kleinere physikalische Übertragungsfrequenz,
2. ein Tiefpaßfilter vor dem Dekodierer,
3. einen ausgereiften Dekodierer/Kodierer und
4. ein Standard-Protokoll mit Fehlererkennung

für die digitale Kommunikation verwendet werden.

Im dAOM++ werden ein HDLC-*Controller* der Firma Innocor INL03991-02 [INN<sub>a</sub>] und ein Dekodierer/Kodierer Innocor INL04993-01 [INN<sub>b</sub>] gemeinsam mit dem Prozessor in der PLD implementiert.

Daten werden vom Prozessor über die parallele Schnittstelle dem HDLC-*Controller* übergeben, der sie weitestgehend automatisch in HDLC-Blöcke strukturiert (Anh. B). Danach werden diese Blöcke vom Kodierer Manchester-kodiert und direkt synchron, seriell versendet, d.h. die physikalische Übertragungsfrequenz ist nur noch doppelt so hoch wie die logische Übertragungsrate von etwa  $9600 \frac{\text{Bit}}{\text{s}}$  bis  $38400 \frac{\text{Bit}}{\text{s}}$ . Übertragungsfehler aufgrund von elektrisch-analogen PMT-Pulsen sind deshalb nahezu ausgeschlossen, zumal der Dekodierer zusätzlich durch den Tiefpaß vor solchen Störungen geschützt ist.

Wenn HDLC-Blöcke vom Datennahmesystem im dAOM++ eintreffen, können diese jedoch ungehindert den Tiefpaß passieren und vom Dekodierer dekodiert werden. Der HDLC-*Controller* extrahiert dann aus diesen Blöcken die tatsächlichen Daten und gibt sie wieder über die parallele Schnittstelle an den Prozessor weiter. Dabei erkennt der *Controller* etwaige Übertragungsfehler am CRC-Feld und signalisiert dies der CPU, die danach eine erneute Übertragung derselben Daten fordern kann.

Neben der Fehlererkennung ermöglicht das HDLC-Protokoll auch, daß mehrere 'Kommunikationsknoten' an eine 'Verbindung' angeschlossen und individuell adressiert werden können.

Ein Problem im ICECUBE-Detektor könnte sein, daß bei mehr als 42 Optischen Modulen pro *String* der Durchmesser des elektrischen Kabelstrangs zu groß wird. Deshalb wird es eventuell notwendig werden, mehrere Optische Module an eine Zwillingsleitung anzuschließen. Probleme entstehen allerdings, wenn bei mehr als einem dieser dAOM++ die Glasfaser-Verbindung beschädigt wird, da man zwischen den elektrisch-analogen PMT-Pulsen der unterschiedlichen Module nicht unterscheiden kann. Deshalb dürften nur von einem dieser Optischen Module PMT-Pulse übertragen werden - die übrigen würden nicht mehr zur Datennahme beitragen.

Als Alternative könnte man versuchen, die PMT-Pulse ebenfalls zu kodieren, d.h. mit der führenden Flanke eines PMT-Pulses würde ein Rechteckpuls übertragen werden, dessen Breite proportional zur Pulsladung ist. Die Amplitude dieses Rechteckpulses würde die dAOM-Adresse symbolisieren (Abb. 9.2)<sup>4</sup>.

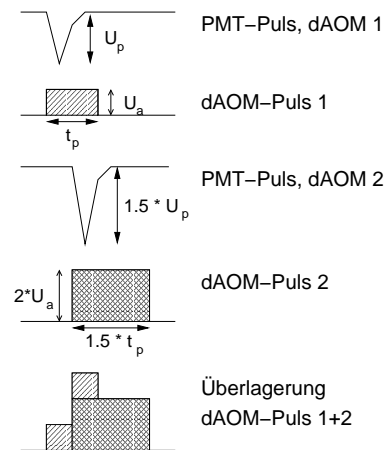


Abbildung 9.2: Kodierung elektrisch-analoger PMT-Pulse

<sup>4</sup>Dazu sollte der Puls aber mindestens so breit sein, daß er seine volle Signalamplitude erreicht.

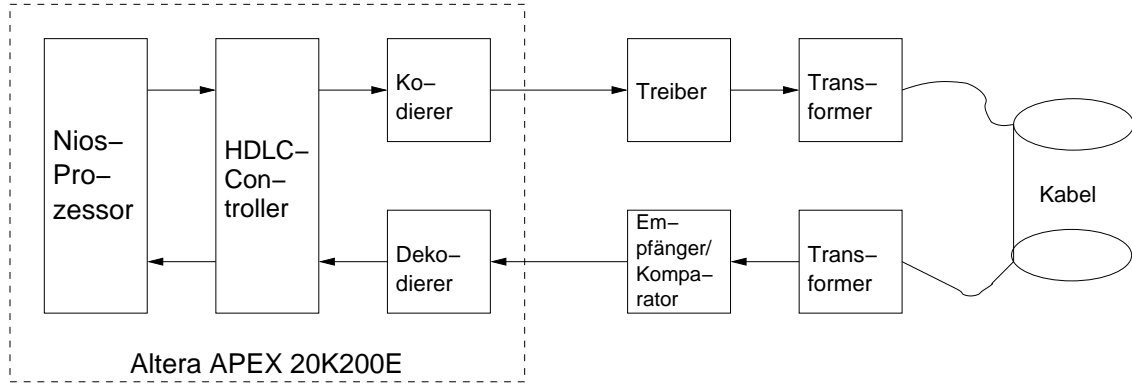


Abbildung 9.3: Versuchsaufbau zum Test der digitalen Kommunikation

Der Nios-Prozessor, der HDLC-Controller sowie der Dekodierer/Kodierer wurden bereits im Labor getestet. Dazu wurden digitale Nachrichten über einen Leitungstreiber Analog Devices ADM 1485AR [ADa], einen Transformator Mini-Circuits TT1-6 [MC] und 2.7 km TQ-Kabel übertragen. Diese digitalen Sequenzen registrierte ein Komparator Maxim MAX 951 [MAX97b] nach demselben Transformator und einem differentiellen Empfänger Analog Devices AD 830JR [ADb] (Abb. 9.3).

Insgesamt wurden 20 GByte fehlerfrei übertragen, obwohl die logische Übertragungsrate mit  $1 \frac{\text{MBit}}{\text{s}}$  extrem hoch gewählt worden war [DRO01]. Beim dAOM++ würde sie auf ein Hundertstel davon reduziert, wodurch die Kommunikation noch weniger störanfällig wird.

### 9.3 Das LD-Aufsteckmodul mit geknickter Übertragungscharakteristik

Soll der gesamte lineare Signalbereich des Photovervielfachers bei einer kleinen PMT-Verstärkung genutzt werden, muß der Dynamikbereich des Übertragungs- und Datennahmesystems entsprechend groß sein. Zum einen würde sonst das Rauschen des Systems die Rekonstruktion der kleinsten Signale erschweren, und zum anderen würde es die Rauschrate  $f$  eines Optischen Moduls erhöhen.

Angenommen der lineare PMT-Signalbereich reiche bis 100 PE und die Signale würden mit einem FADC kontinuierlich-zeitdiskret mit 200 MSPS abgetastet. Weiter würde anstatt des üblichen analogen Diskriminators ein digitaler Diskriminator eingesetzt, der ein Signal anzeigt, wenn ein Abtastwert  $U(t_i)$  die Schwelle  $U_{trig} = -0.25$  PE unterschreitet (Abb. 9.4 (a)). Aufgrund des zusätzlichen Rauschens  $U_{rausch}(t_i)$  würde dann die Rate eines Optischen Moduls um den Betrag

$$\Delta f = 200 \text{ MHz} \int_{-\infty}^{-0.25} \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_{rausch}} \exp\left(-\frac{U_{rausch}(t_i)^2}{2\sigma_{rausch}^2}\right) dU_{rausch}(t_i) \quad (9.1)$$

ansteigen, vorausgesetzt  $U_{rausch}(t_i)$  wäre um Null mit einer Streuung  $\sigma_{rausch}$  normalverteilt, wie es für die aktive optisch-analoge Pulsübertragung der Fall ist (Abb. 9.4 (b)) (Kap. 7.2.2).

Im ICECUBE-Detektor soll die Rauschrate  $f$  maximal 500 Hz betragen.

Die Rate der Optischen Module im AMANDA-B4-Detektor ist kleiner 400 Hz, weil deren Glas-sphären nahezu  $^{40}\text{K}$ -frei sind. Würde in ICECUBE ähnlich reines Glas verwendet werden, dürfte die Rate  $\Delta f$  maximal 100 Hz betragen. Allerdings ist die Rauschrate des Photovervielfachers Hamamatsu R7081 größer als die des R5912, so daß im Folgendem  $\Delta f$  auf  $\sim 50$  Hz beschränkt sein soll.

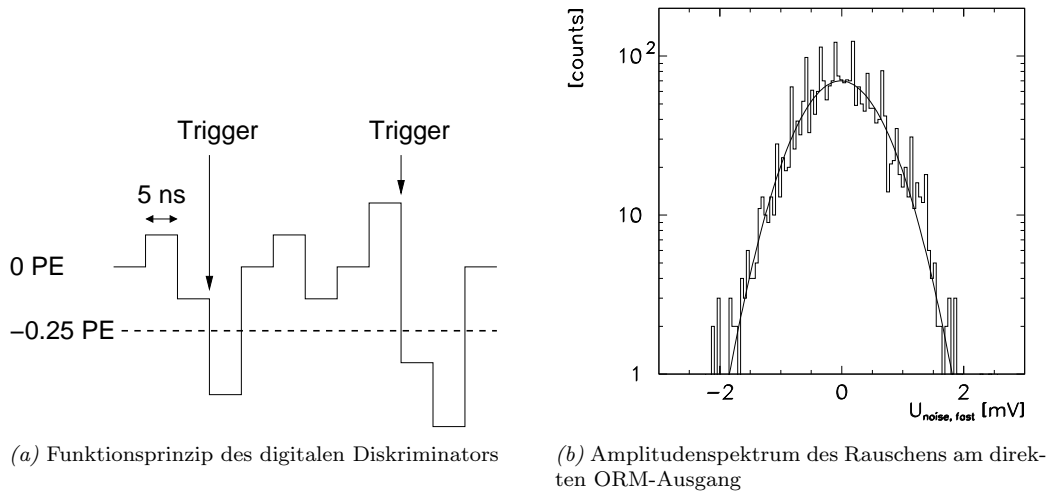


Abbildung 9.4: Funktionsprinzip des digitalen Diskriminators (a) und Amplitudenspektrum des Rauschens einer Laserdiode mit 5 dB Glasfaser am direkten ORM-Ausgang (b)

Damit läßt sich aus Gleichung 9.1 die Streuung  $\sigma_{\text{rausch}}$  zu  $\sim 0.055$  PE bestimmen. Dies entspricht einem Dynamikbereich von 100 PE:0.055 PE bzw. 1820:1, wie er bereits von der aktiven optisch-analogen Pulsübertragung der LD-daOMs erreicht wird (Kap. 7.2.2).

Soll ein noch größerer Signalbereich erfaßt werden oder soll die Rate  $\Delta f$  gesenkt werden, muß der Dynamikbereich anwachsen. Man könnte aber auch den digitalen Diskriminator verbessern oder versuchen, die kleinsten Signale vom Rauschen abzuheben.

Verändert man den Diskriminator dahingehend, daß nur dann ein Signal angezeigt wird, wenn zwei aufeinander folgende Abtastwerte die Schwelle überschreiten, kann der erforderliche Dynamikbereich bei denselben Anforderungen wie zuvor auf 100 PE:0.085 PE bzw. 1170:1 sinken.

Daneben können kleine PMT-Signale schon im daOM++ höher verstärkt werden als große. Dazu müßte dessen optischer Transmitter einer gekrümmten oder einer geknickten Kennlinie folgen, wie eine in Abbildung 9.7 dargestellt ist. Würden 1PE-Signale z.B. etwa dreimal so hoch verstärkt werden wie die übrigen Signale und würde das Rauschen des Übertragungssystems ausschließlich an der Oberfläche einkoppeln, könnte der Dynamikbereich sogar auf 33 PE:0.085 PE bzw. 390:1 reduziert sein, denn der Signalbereich fällt von 100 PE im linearen Fall auf nun scheinbar 33 PE ab.

Anhand dieser Überlegungen kann der benötigte Dynamikbereich für den ICECUBE-Detektor auf kleiner 2000:1 abgeschätzt werden, da darin maximal 200 PE übertragen werden sollen. Verwendet man einen optischen Transmitter mit geknickter Kennlinie, würde diese Anforderung geringer ausfallen.

Abbildung 9.5 zeigt ein optisch-analoges Übertragungssystem. Die Pulse der LED/Laserdiode werden über eine Glasfaser mit Dämpfung  $P_{\text{att}}$  zu einer Photodiode mit Sensitivität  $P_{\text{sens}}$  übertragen. Der Dynamikbereich des Systems soll  $2000:1 \propto 33$  dB sein und wird mit  $P_{\text{dyn}}$  bezeichnet. Die maximale optische Ausgangsleistung der LED/Laserdiode  $P_{\text{opt}}$  sollte danach

$$P_{\text{opt}} - P_{\text{att}} \gtrsim P_{\text{sens}} + P_{\text{dyn}} \quad (9.2)$$

erfüllen. Da die Dämpfung einer Multimoden-Glasfaser ca. 1 dB/km sowie die einer optischen Steckverbindung ca. 0.2 dB beträgt und da die Sensitivität der Photodiode typisch ca. -35 dBm erreicht, muß die maximale optische Ausgangsleistung der LED/Laserdiode etwa 2 dBm  $\approx 1.6$  mW sein.

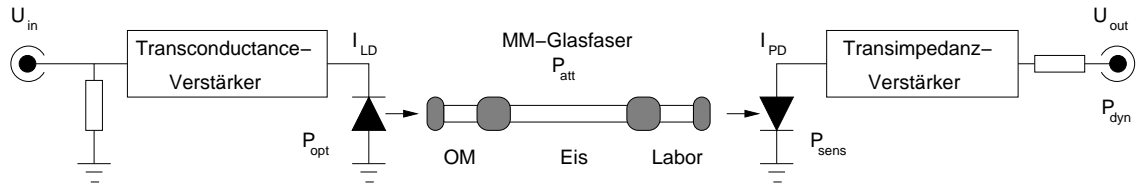


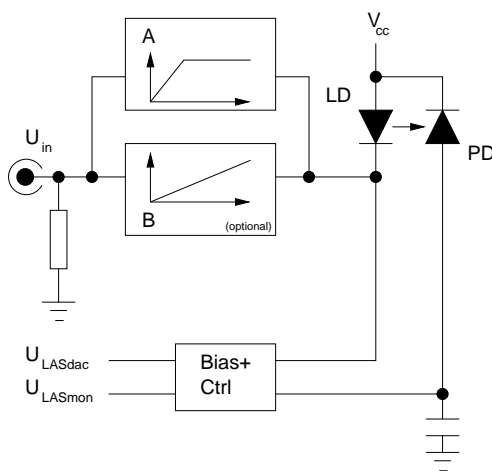
Abbildung 9.5: Schematische Darstellung einer optisch-analogen Übertragungsstrecke

Eine so hohe Ausgangsleistung wird nur von einer Laserdiode oder einer VCSEL bereitgestellt, aber nicht von einer LED!

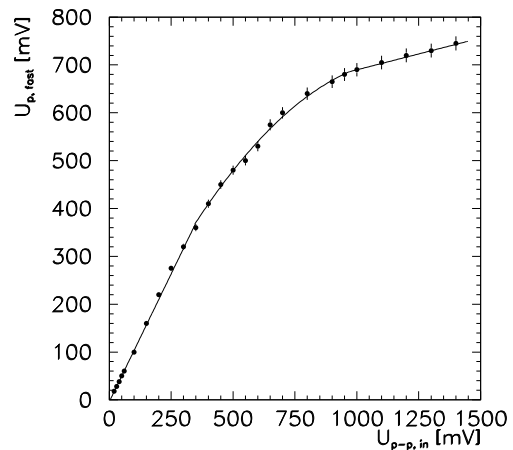
Deswegen wurde für den dAOM++ ein LD-Aufsteckmodul mit geknickter Kennlinie entwickelt (Abb. 9.6 (a)) (Abb. C.7).

Die Eingangssignale  $U_{in}$  werden mit zwei *Transconductance*-Verstärker Burr-Brown OPA 660 [BUR95] parallel verstärkt. Die Verstärkung des Verstärkers A ist relativ hoch gewählt, so daß dessen Ausgangsamplitude  $I_A$  schon für Eingangsamplituden  $U_{in} \gtrsim 0.3$  V übersättigt und danach konstant bleibt (Abb. 9.7). Demgegenüber ist die Verstärkung des Verstärkers B klein und deshalb wächst dessen Ausgangsstrom  $I_B$  stetig mit  $U_{in}$  an.

Die Ströme  $I_A + I_B$  fließen danach gemeinsam mit dem Vorstrom  $I_{bias}$  durch die Laserdiode/VCSEL.



(a) Funktionsprinzip des LD-Aufsteckmoduls



(b) Übertragungscharakteristik von der Eingangsamplitude  $U_{p-p,in}$  und den Amplitude des direkten ORM-Signalausgangs  $U_{p,fast}$ . Als optischer Sender wurde eine VCSEL Truelight TTR-1a43 [TLb] benutzt.

Abbildung 9.6: Funktionsprinzip (a) und Übertragungscharakteristik (b) des LD-Aufsteckmoduls mit geknickter Kennlinie

Daraus resultiert in der Simulation die gewünschte, geknickte Kennlinie, die aber in der Praxis in einem breiten Bereich um den 'Knick' stark gekrümmt verläuft (Abb. 9.6 (b)). Deshalb muß die aktive optisch-analoge Pulsübertragung im dAOM++ wie die elektrisch-analoge kalibriert werden.

Der Vorstrom kann mit den Spannungen  $U_{LASdac}$  sowie  $U_{LASmon}$  kontrolliert und überwacht werden.  $I_{bias}$  wird zudem in Abhängigkeit von der mittleren optischen Ausgangsleistung automatisch nachreguliert.

In Zukunft sollte die Verstärkung der beiden Verstärker ebenfalls regulierbar sein, um insbesondere die Amplituden der kleinsten Signale an den tatsächlichen Rauschpegel anpassen zu können.

Ein Nachteil des Verstärkers OPA 660 ist, daß dessen maximaler Ausgangsstrom nur 15 mA beträgt. Damit fließen im Maximum nur  $\sim 30$  mA durch die Laserdiode/VCSEL und man beschränkt deren optische Ausgangsleistung auf nur die Hälfte des Möglichen (Abb. 5.9).

Um dies zu verbessern, könnte man den Verstärker B entfernen und den unverstärkten PMT-Strom zur Laserdiode/VCSEL leiten, so daß die Kennlinie des Transmitters weiterhin geknickt wäre, der maximale Strom durch den Laser aber oberhalb  $\sim 85$  mA läge.

## 9.4 Die Detektorkalibration

Um den Cherenkovkegel rekonstruieren zu können, muß man die Photonenzahl und die Ankunftszeit dieser Photonen am Ort der Optischen Module sowie den Ort selbst genau kennen. Dazu müssen sowohl die Signalamplituden der Module als auch die Signallaufzeit von deren PMT-Kathode zum Datennahmesystem kalibriert und die Geometrie des Detektors vermessen werden.



### 9.4.1 Amplitudenkalibration

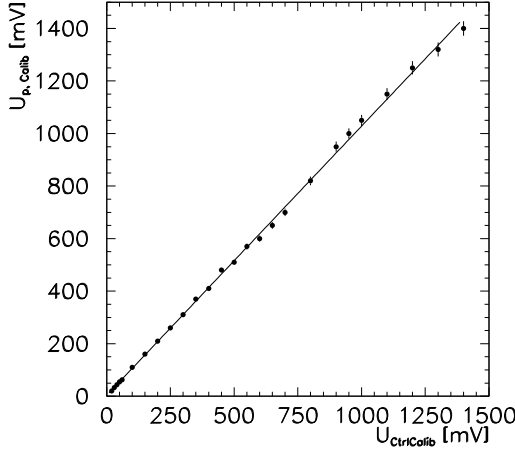


Abbildung 9.8: Linearer Zusammenhang zwischen der Pulsamplitude  $U_{Calib}$  und der Kontrollspannung  $U_{CtrlCalib}$  des Kalibrationspulsers

DAOM++. Dieser generiert elektrische Pulse mit einer Breite von  $\sim 10$  ns, deren Amplitude  $U_{Calib}$  mit der Spannung  $U_{CtrlCalib}$  zwischen 1 mV und 1500 mV linear, identisch einstellbar ist (Abb. 9.8).

Die Kalibrationspulse könnten auch eine blaue LED als lokale Lichtquelle treiben. Deren Lichtpulse wären jedoch verhältnismäßig langsam sowie schwach und deshalb nur lokal sichtbar. Für die Geometriekalibration wäre die Lichtintensität nicht ausreichend.

### 9.4.2 Kalibration der Signallaufzeit

Um die Signallaufzeit im AMANDA-Detektor zu messen, werden Lichtpulse von einem YAG-Laser an der Oberfläche durch die Glasfaser zum Diffusor im OM gesendet. Dessen Photovervielfacher detektiert diese Lichtpulse, und die PMT-Signale werden nach einer Zeit  $t'_0$  an der Oberfläche von der Datennahme registriert. Subtrahiert man von  $t'_0$  die Laufzeit der Lichtpulse durch die Faser  $t_{faser}$ , erhält man die tatsächliche Signallaufzeit  $t_0$ . Die Zeit  $t_{faser}$  bestimmt man mit einem OTDR<sup>5</sup> anhand von Reflexionen an der Steckverbindung und dem Diffusor im Modul. Damit später die TDC-Ankunftszeiten  $t_{le}^*$  gemäß Gleichung 2.4 korrigiert werden können, variiert man zudem die Lichtintensität und zeichnet neben den Zeiten  $t'_0$  auch die Signalamplituden auf.

Diese Kalibration ist sehr zeitaufwendig und arbeitsintensiv, da sie für jeden OM einzeln manuell durchgeführt wird<sup>6</sup>.

Im allgemeinen geht man in AMANDA von der Linearität des Photovervielfachers sowie des Übertragungssystems bis hin zu  $\lesssim 10$  PE bei einer PMT-Verstärkung  $\mu \approx 1 \cdot 10^9$  aus und interpretiert die Amplitudenwerte der pADC's als Vielfache der mittleren 1PE-Amplitude. Diese wird aus den 1PE-Spektren jedes Optischen Moduls bestimmt.

Eine In-Situ-Kalibration der Linearität des Photonervervielfachers ist mit einfachen Mitteln nicht zu erreichen. Geeichte, gepulste Lichtquellen sind teuer und nur bedingt im OM zu betreiben.

Nicht-Linearitäten des Übertragungs- und Datennahmesystems wären demgegenüber einfach zu kalibrieren, wenn neben dem PMT ein Pulsgenerator zur Verfügung stünde und man zwischen diesen Signalquellen hin und her schalten könnte (Abb. 9.1).

Abbildung C.6 zeigt den Schaltplan eines einfachen Kalibrationspulsers für den

<sup>5</sup>OTDR - Optical Time Domain Reflectometer

<sup>6</sup>Das Verfahren ist u.a. so zeitraubend, weil jede OM-Faser jeweils mit dem Laser verbunden werden muß und weil der Laser immer wieder neu eingestellt werden muß.

In einem dAOM-System würde die Signallaufzeit automatisch kalibrierbar sein: Die Datennahme sendet einen elektrischen Puls zum Optischen Modul. Der dAOM++ empfängt diesen Puls und generiert nach einer Verzögerung  $t_{mono} \approx 1\mu s$  einen PMT-Puls, der wiederum nach der Signallaufzeit  $t_0$  von der Datennahme registriert wird (Abb. 9.9 (a)). Als Zeit  $t_1$  der vollen 'Pulsreflexion' wird gemessen:

$$t_1 = t_{kabel} + t_A + t_{mono} + t_B + t_C + t_0 \quad (9.3)$$

Die Zeiten  $t_A$ ,  $t_B$  und  $t_C$  bezeichnen Laufzeiten im dAOM. Die Verzögerung  $t_{mono}$  wird eingefügt, damit der Puls der Datennahme im Kabel abklingt bevor der dAOM++ den PMT-Puls elektrisch-analog zur Oberfläche überträgt. Zur Messung der Signallaufzeit der optisch-analogen Pulsübertragung wäre die Verzögerung nicht notwendig.

Um aus  $t_1$  die Signallaufzeit  $t_0$  bestimmen zu können, werden  $t_{kabel} + t_A$  und  $t_{mono}$  in einem zweiten Schritt gemessen, indem ein weiterer Puls von der Datennahme nahezu spiegelsymmetrisch vom dAOM++ zurückreflektiert wird und nach der Zeit

$$t_2 = 2 \cdot (t_{kabel} + t_A) + t_{mono} \quad (9.4)$$

dort wieder eintrifft (Abb. 9.9 (b)).

Als Verzögerungsglied wird ein einfaches Monoflop benutzt, dessen Pulsbreite jedoch i.a. nicht besonders exakt einstellbar ist und von ihrem Idealwert abweichen kann. Deshalb muß die Zeit  $t_{mono}$  von einem einfachen TDC im Modul gemessen und später digital zur Oberfläche übertragen werden. Der TDC wird in der PLD implementiert<sup>7</sup>.

Abbildung 9.9 (c) skizziert den Versuchsaufbau mit dem der besonders heikle, zweite Schritt im Labor getestet wurde. Darin wurde allerdings ein normaler CAMAC-TDC LeCroy 3377 benutzt, um sowohl die Zeiten  $t_2$  sowie  $t_{kabel} + t_A$  als auch die Verzögerung  $t_{mono}$  zu messen.

Vergleicht man die direkte Messung von  $t_{kabel} + t_A$  mit der indirekten  $\frac{t_2 - t_{mono}}{2}$ , zeigt sich, daß die indirekte Messung auf 1.5 ns genau ist (Abb. 9.9 (d))<sup>8</sup>. Dabei erstaunt besonders die kleine Streuung der Messungen, die deutlich kleiner als die Auflösung des TDC's ist.

Dennoch soll betont werden, daß die Genauigkeit der Messung weniger von der Streuung, sondern vielmehr von der Zahl der Einzelmessungen abhängt. Die Zeit  $t_2$  wird nämlich als Mittelwert dieser Messungen bestimmt und nicht durch eine einzige, wie bei der Zeitsynchronisation eines Digitalen Optischen Moduls.

Schließlich müßten noch  $t_B$  und  $t_C$  ermittelt werden. Beide sind aber sehr klein und werden von OM zu OM nur unwesentlich variieren, so daß sie für alle Optischen Module dieselbe Zeitverschiebung hervorrufen und deshalb vernachlässigt werden können.

Die Kalibration der Signallaufzeit könnte aber noch in anderen Variationen erfolgen. In einer ersten Variante würde man versuchen, auf den TDC im dAOM++ zu verzichten und dafür im zweiten Schritt eine weitere äquivalente Verzögerung  $t_{mono}$  in den Signalweg einfügen, so daß  $t_{kabel} + t_A$  und  $t_{mono}$  nicht einzeln, sondern  $t_{kabel} + t_A + t_{mono}$  gemeinsam bestimmt würden. Bei den bisherigen Tests hat sich nämlich das Monoflop als genauer wie allgemein angenommen erwiesen.

Alternativ verzichtet man auf den Monoflop und implementiert anstatt des TDC's eine Verzögerung in der PLD. So wie man für den TDC eine Auflösung von einer Nanosekunde erreichen kann, könnte auch diese Verzögerung vergleichbar genau sein. Allerdings ist dies nur bedingt notwendig!

Die einfachste 'digitale' Verzögerung wäre ein Zähler, der mit dem Puls von der Datennahme startet und von null bis zu einem festen Endwert aufwärtszählt. Im allgemeinen ist eine solche Verzögerung sehr genau, insbesondere weil die Stabilität des Taktes typisch 1 ppm ist. Das Problem scheint aber zu sein, daß der Startpuls zu einem beliebigen Zeitpunkt, also auch zwischen den Takten, im dAOM++ eintreffen kann.

<sup>7</sup>Ein vergleichbarer TDC wurde bereits für ein anderes Projekt entwickelt. Man erreichte damit eine Zeitauflösung von ca. 1 ns.

<sup>8</sup>Die Signalwege sind also nicht vollkommen symmetrisch, was nicht weiter überrascht, bedenkt man, daß alleine die Durchlaufzeit des verwendeten Komparators um  $\lesssim 1$  ns schwanken kann.

Angenommen die Taktrate in der PLD wäre 100 MHz und  $t_{kabel} + t_A$  wäre mit einer Streuung von 250 ps um 11620 ns,  $t_{mono}$  mit 100 ps um 1000 ns sowie  $t_0$  mit 10 ns um 11700 ns normalverteilt<sup>9</sup>. Daneben sollen die Pulse von der Datennahme 'zufällig', also nicht zeitlich korreliert, gesendet werden.

Aufgrund der erwähnten Totzeit von 10 ns, würde dann die tatsächliche Verzögerungsdauer um diese 10 ns verschmiert werden, d.h. zwischen 1000 ns und 1010 ns gleichverteilt (Abb. 9.10 (a)). Ähnliches würde auch für  $t_2$  (Abb. 9.10 (b)) und  $t_1$  (Abb. 9.10 (c)) gelten - die Verteilung der Zeiten  $t_1$  ähnelt nur deshalb noch einer Normalverteilung, weil die Streuung der Signallaufzeit  $t_0$  verhältnismäßig groß ist.

Trotz dieses Effektes sind die Mittelwerte der drei Zeiten in der Simulation sehr genau, und man bestimmt unter der Annahme  $t_{mono} = 1005$  ns, d.h. ohne eine Messung der Verzögerungsdauer, präzise:

$$\begin{aligned} t_{kabel} + t_A &= \frac{1}{2}(t_2 - t_{mono}) = 11620.00 \text{ ns} \pm 0.03 \text{ ns} \\ t_0 &= t_1 - t_{kabel} + t_A - t_{mono} = 11700.05 \text{ ns} \pm 0.08 \text{ ns} \end{aligned}$$

Letztlich könnte die Signallaufzeit mit einfachsten Mitteln genau kalibriert werden! Selbst die Verzögerungszeit würde man vergleichbar einfach überprüfen können, indem man die PLD so programmiert, daß sie zunächst  $t_{mono}$  und dann  $2 \cdot t_{mono}$  beträgt, denn dann sollten sich die gemessenen Zeiten genau um die Zeit  $t_{mono}$  unterscheiden.

### 9.4.3 Geometriekalibration

Im AMANDA-Detektor werden während der Geometriekalibration Lichtpulse von einem Optischen Modul oder einem Laser zu den übrigen Modulen am selben *String* und den benachbarten *Strings* gesendet. Von den Ankunftszeiten dieser Photonen an den einzelnen Optischen Modulen kann man dann deren Abstände auf wenige 10 cm genau ableiten.

Besonders bewährt haben sich dazu LED-Lichtpulser, die bereits in einigen Optischen Modulen eingebaut sind und die zukünftig auch im dAOM++ installiert werden sollten. Allerdings wurde deren Reichweite auf  $\lesssim 125$  m abgeschätzt, so daß diese LED-Pulser vielleicht nicht mehr für ICECUBE-Dimensionen ausreichen.

Für den dAOM++ ist deshalb eventuell ein Avalanche-Pulser interessant, wie er auch häufig für den Betrieb von Halbleiter-Lasern eingesetzt wird [HAN67] [TSU81] [EWW91]. Die Schaltung eines besonders einfachen Avalanche-Pulsers ist in Abbildung 9.11 (a) dargestellt. Der Avalanche-Transistor SGS-Thomson 2N5190 [ST995]<sup>10</sup> funktioniert darin wie ein nahezu idealer Schalter. Ist dieser 'geöffnet', wird der Kondensator C1  $\lesssim 1$  nF über die Widerstände  $R_1 \approx 75$  k $\Omega$  und  $R_2 \approx 50$   $\Omega$  aufgeladen. Liegt ein positiver, kurzer Puls an der Transistorbasis an, wird C1 dagegen entladen. Dabei fließt der dominante Teil des Stromes durch die Leuchtdiode D1, weil deren Widerstand dann vernachlässigbar klein ist. Mit der Kapazität C2 und den Induktivitäten L1 und L2 kann die Form und die Amplitude des Strompulses teilweise reguliert werden, denn während C1 sich entlädt, wird ein Teil der Energie in C2 gespeichert. Der Kondensator C2 entlädt sich erst nach einer kurzen Zeit, die von C2, L1 und L2 abhängt, ebenfalls durch die LED.

Der Avalanche-Pulser generiert  $\sim 5$  ns kurze und  $\sim 30$  A große Strompulse (Abb. 9.11 (b)). Die Breite und Intensität der Lichtpulse hängt stark von der verwendeten LED ab. Mit einer Leuchtdiode Nichia NSPB 300A erreicht man unter Umständen  $\lesssim 2$  ns breite Pulse von bis zu  $10^8$  Photonen [LUBb].

Der Strom durch die Leuchtdiode im Avalanche-Pulser ist etwa 1000-mal so groß wie i.a. erlaubt. Dennoch wird die LED davon nicht zerstört, da die Diode nur einige Nanosekunden lang belastet wird. Manche Leuchtdioden altern aber deshalb beträchtlich, d.h. die Intensität von deren

<sup>9</sup>Um nicht nur die Zeitauflösung des Photovervielfachers, sondern auch die Pulsbreite des LED-Pulse zu berücksichtigen, wurde eine Streuung von  $t_0$  gleich 10 ns gewählt. Vgl. auch Tab. 4.1.

<sup>10</sup>Die Spannung V1 beträgt etwa 300 V, was außerhalb der Spezifikation des Transistors liegt, aber einen schnellen und großen Strompuls liefert. Als Alternative sollte deshalb besser der Transistor Zetex ZTX 415 [ZET95a] bzw. FMMT 415/417 [ZET95b] gewählt werden, da dieser ausdrücklich für den Avalanche-Betrieb entwickelt wurde.

Lichtpulse nimmt mit der Zeit ab.

Darum wurden verschiedene Leuchtdioden qualitativ geprüft, indem sie im Avalanche-Pulser über Stunden mit einigen Kilohertz Rate betrieben und deren gedämpften Lichtpulse von einem Photovervielfacher Philips XP2020 beobachtet wurden. Bis auf die Leuchtdioden des Herstellers Nichia zeigten die übrigen einen deutlichen Alterungsprozeß (Tab 9.1).

	NICHIA NSPB 300A	NICHIA NSPB 500S	MARL	HP/AGILENT HLMP-CB 16
LEUCHTWINKEL	15°	15°	15°	15°
LICHTSTÄRKE	2.3 cd	3.5 cd	2.0 cd	1.1 cd
PULSAMPLITUDE	sehr groß	sehr groß	groß	groß
PULSBREITE	sehr klein	klein	klein	mittel
ALTERUNG	schwach	schwach	sehr deutlich	deutlich

*Tabelle 9.1:* Herstellerspezifikationen verschiedener blauer Leuchtdioden und qualitative Beurteilung von deren Verhalten im Avalanche-Pulser

Heutzutage gibt es auch ultraviolette und blaue Laserdioden mit großer Leuchtleistung. Diese wären für ICECUBE ideal, sind aber noch sehr teuer und schwer erhältlich.

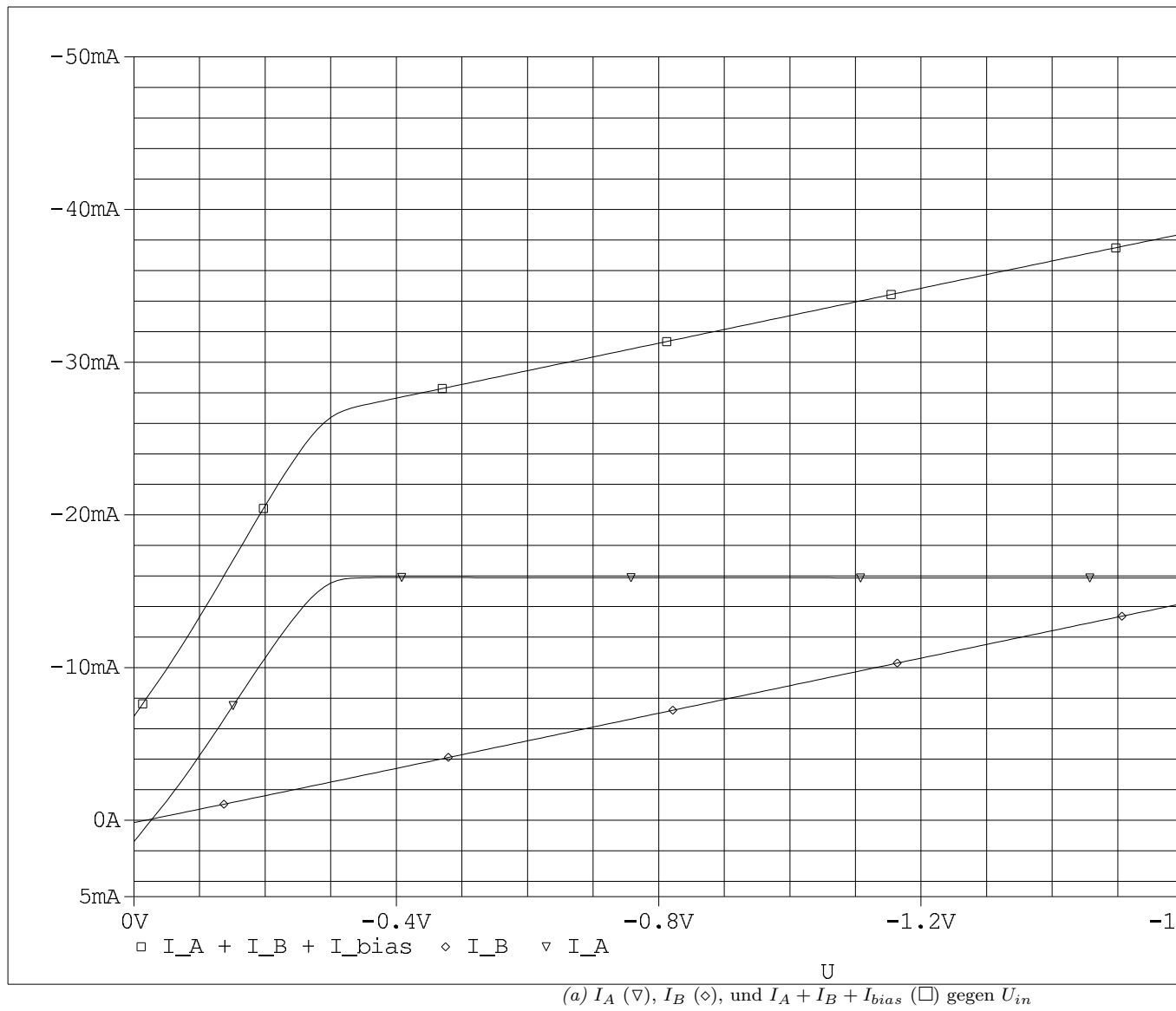
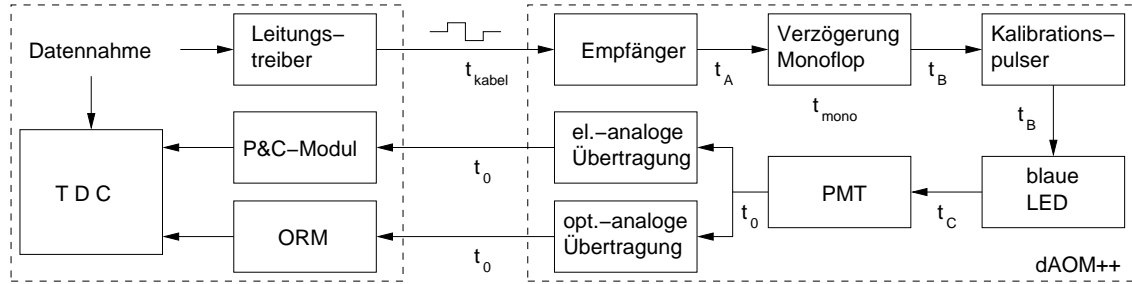
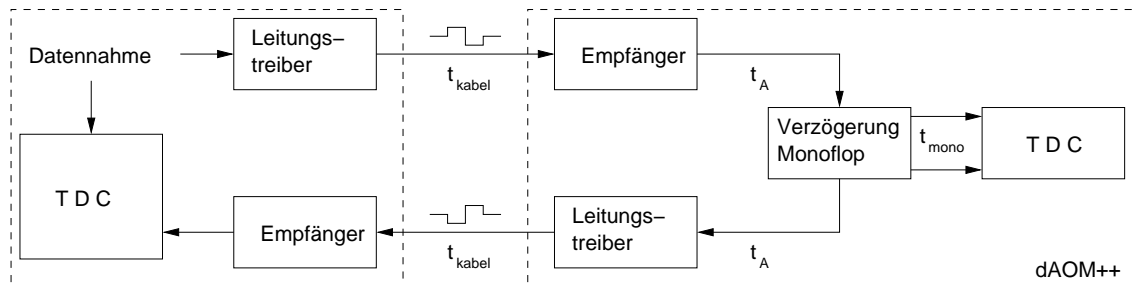


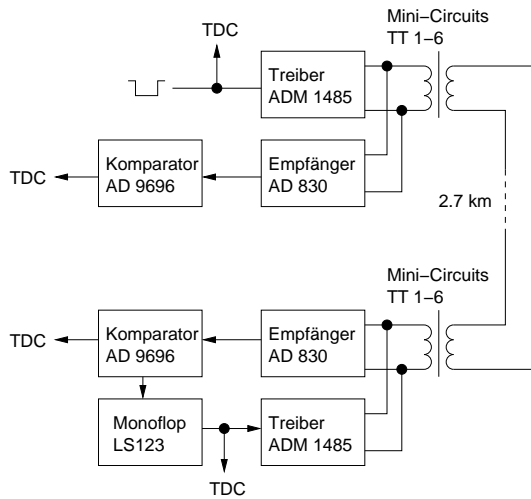
Abbildung 9.7: Simulierte Übertragungscharakteristik des LD-Aufsteckmoduls mit geknickter Kennlinie



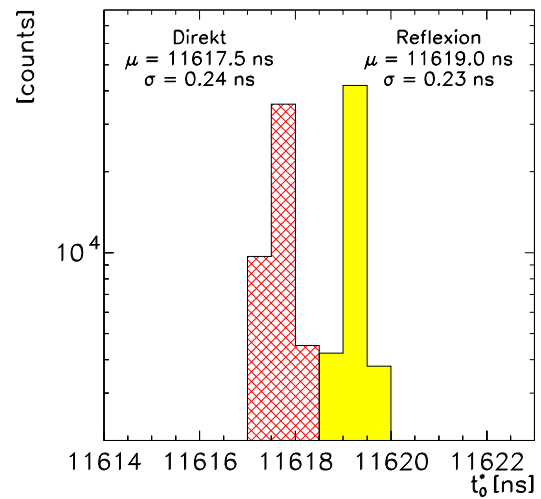
(a) Kalibration der Signallaufzeit: Bestimmung der Zeit  $t_1 = t_{kabel} + t_A + t_{mono} + t_B + t_C + t_0$



(b) Kalibration der Signallaufzeit: Bestimmung der Zeit  $t_2 = 2 \cdot (t_{kabel} + t_A) + t_{mono}$



(c) Versuchsaufbau zur Messung der Zeiten  $t_2$  sowie  $t_{kabel} + t_A$  und  $t_{mono}$



(d) Verteilung der direkten und indirekten Messungen der Zeit  $t_{kabel} + t_A$

Abbildung 9.9: Funktionsprinzip ((a) und (b)) sowie Test ((c) und (d)) der Kalibration der Signallaufzeit  $t_0$

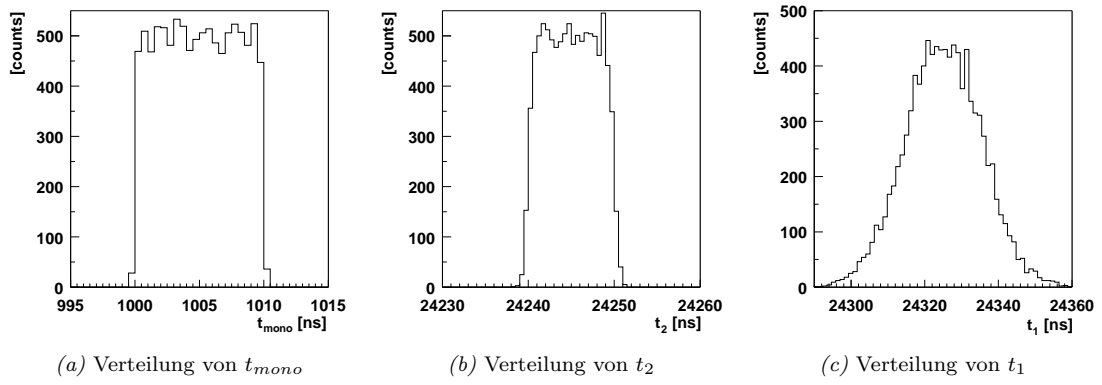
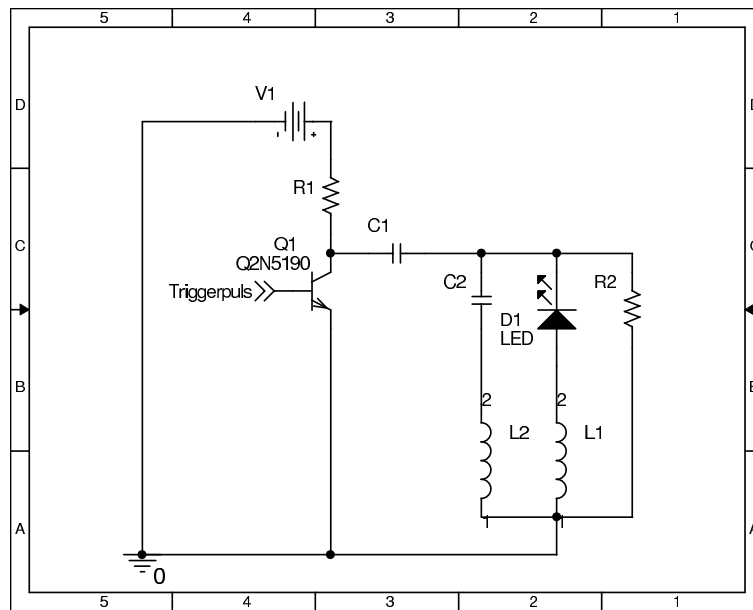
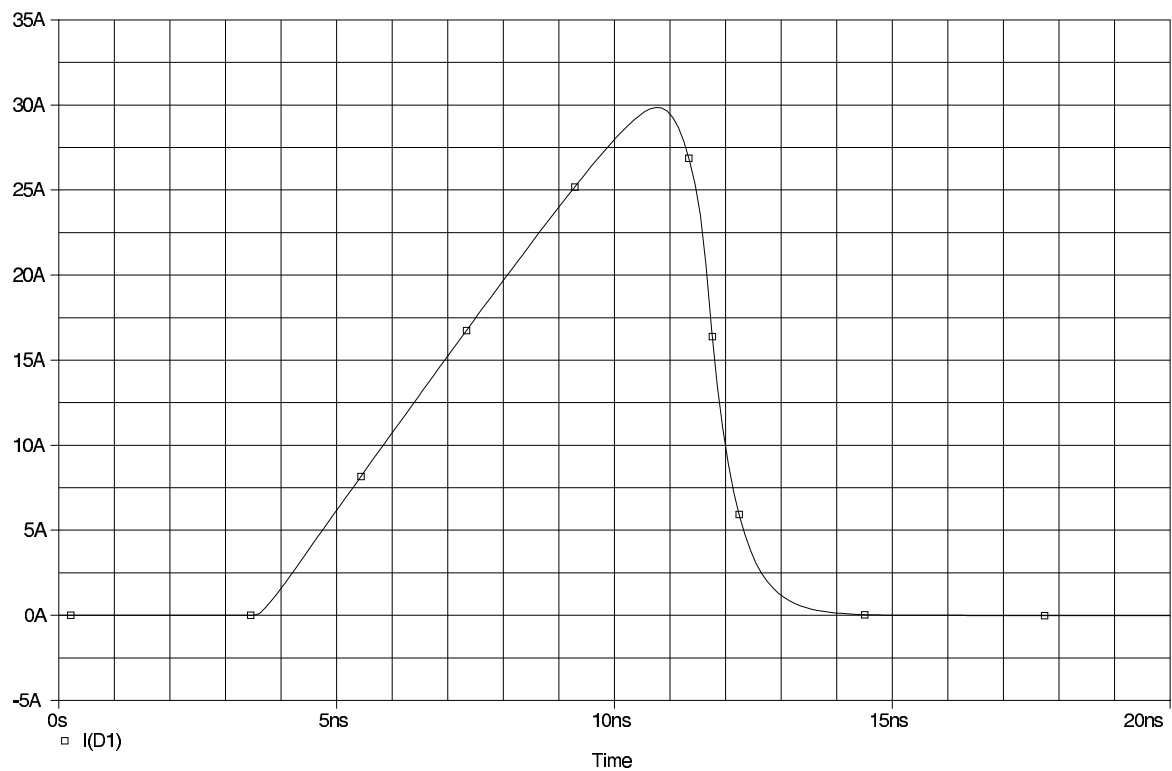


Abbildung 9.10: Simulierte Folge der Totzeit einer einfachen 'digitalen' Verzögerung bei der Kalibration der Signallaufzeit  $t_0$



(a) Schaltplan eines Avalanche-Pulsers



(b) Form des generierten Strompulses

Abbildung 9.11: Schaltplan eines Avalanche-Pulsers (a) und Form des davon generierten Strompulses (PSPICE Simulation) (b)





## Kapitel 10

# Entwurf des dAOM-Datennahmesystems

Der Entwurf des dAOM-Datennahmesystems basiert auf dem 6U-CPCI-Standard (Anh. F). Dieses Einschubsystem ist dafür geeignet, weil es eine hohe Datentransferrate bereitstellt, robust ist sowie eine große Anzahl freier Kontakte an den Steckverbindungen der Rückverdrahtung hat, und weil weitere Peripheriemodule von hinten in das System gesteckt werden können.

In einem PCI-Segment findet die Datennahme für einen kompletten *String* Platz, so daß die Datennahme genauso modular wie der Detektor wächst. Dazu sind vier unterschiedliche Module vorgesehen (Abb. 10.1):

### Das Systemmodul

Das Systemmodul ist eine handelsübliche CPCI-CPU, die die volle Funktionalität eines PC's auf einem Modul doppelter Breite besitzt.

### Das analoge Datennahmemodul

Fünf bis sechs analoge Datennahmemodule (aDAQ-Module) versorgen jeweils 10 bis 12 dAOM++ mit Strom, kommunizieren mit den Optischen Modulen digital und empfangen sowohl deren elektrisch-analogen als auch optisch-analogen PMT-Signale. Das aDAQ-Modul vereint deshalb die P&C- und die ORM-Elektronik. Allerdings gibt es nur einen (Nios-)Prozessor mit Kontroll- und Steuerelektronik für beide Funktionsblöcke gemeinsam. Zudem hat das Modul keine analogen Signalausgänge auf der Modulfront sowie nur noch jeweils den direkten ORM-Signalweg und da sich auch der P&C-Block wegen der neuen Form der digitalen Kommunikation vereinfacht, kann die Anzahl der Kanäle pro Modul gesteigert werden.

In der dAOM-Datennahme werden die analogen PMT-Signale nicht mehr über Aus- und Eingänge auf den Modulfronten, sondern über die Rückverdrahtung des Einschubsystems übertragen. Dabei muß jedoch eines der beiden Signale zur Messung ausgewählt werden. Im allgemeinen wird dies das optisch-analoge PMT-Signal sein.

Daneben werden die aDAQ-Module auch nicht mehr einzeln über eine asynchrone serielle Schnittstelle, sondern über einen Bus mit einem Kontroll-PC verbunden. Dieser Bus könnte eine 'HDLC-Verbindung' oder ein Standard-Feldbus wie der CAN-Bus sein.

### Das digitale Datennahmemodul

Gegenstück jedes aDAQ-Moduls ist ein digitales Datennahmemodul (dDAQ-Modul). Auf diesem Modul werden die analogen PMT-Signale von einem FADC digitalisiert, dessen Abtastwerte in einem Ringspeicher abgelegt werden, nachdem sie von einem digitalen Diskriminator

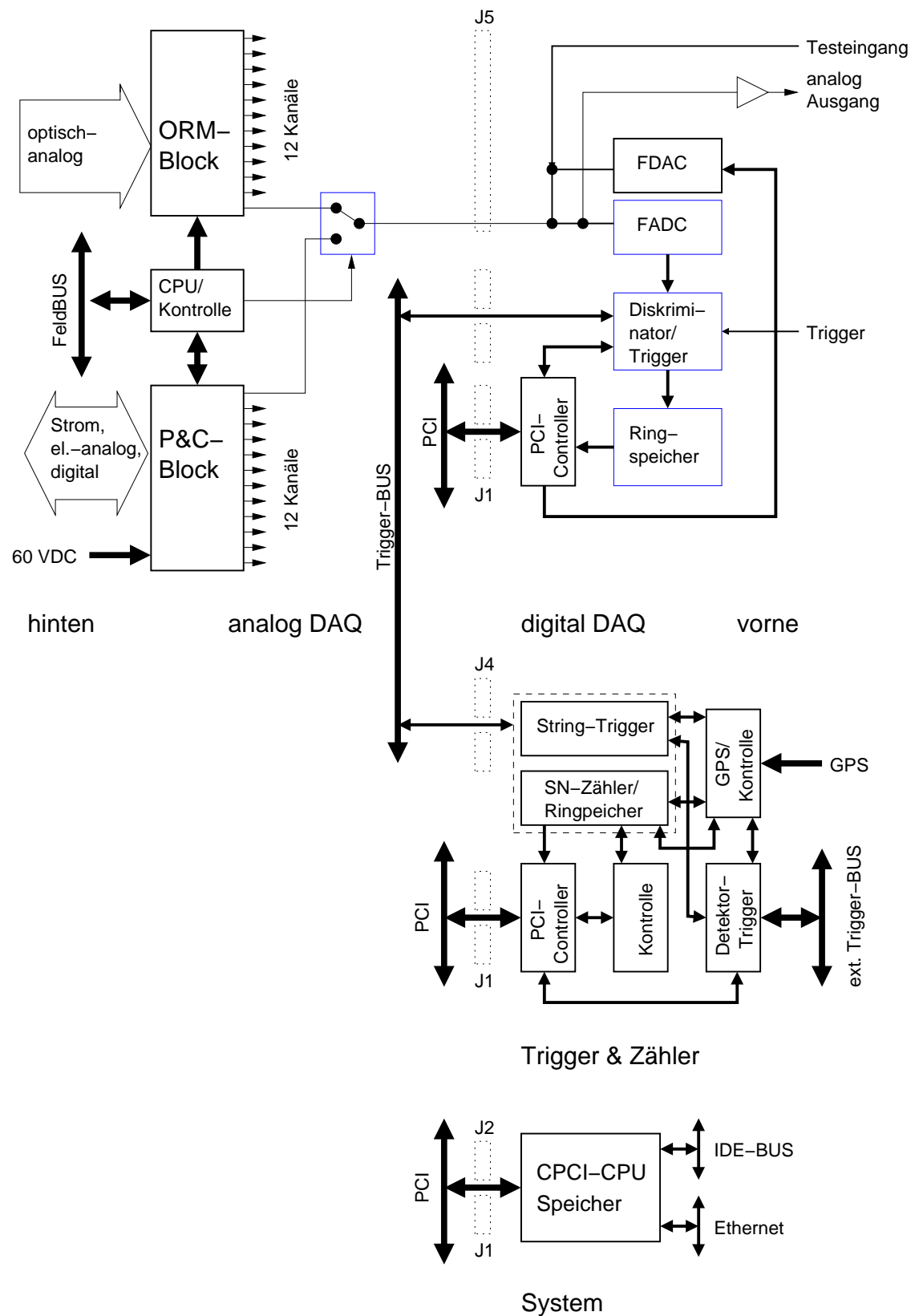


Abbildung 10.1: Das dAOM-Datennahmesystem im Überblick

bewertet wurden.

Die Speichertiefe sollte etwa 2 kByte betragen, um nicht nur 4  $\mu$ s des analogen Signals aufzeichnen zu können, sondern auch um diese Daten bis zur *Trigger*-Entscheidung vor dem Überschreiben zu bewahren.

Um eine *Trigger*-Entscheidung zu fällen, werden die binären Ausgangssignale des Diskriminators über den privaten *Trigger*-Bus zum *Trigger*- & Zähler-Modul übertragen. Die *Trigger*-Entscheidung erhält jeder dDAQ-Kanal über den selben Bus zurück.

Bei einem *Trigger* würde die Digitalisierung wenn nötig kurz gestoppt und der Inhalt des Ringspeichers mit der GPS-Zeit sowie der Kanalnummer per DMA<sup>1</sup> selbständig in den Speicher des Systemmoduls transferiert.

Damit das System besser getestet werden kann, gibt es auf der Modulfront einzelne analoge Signalausgänge und einen gemeinsamen analogen Testeingang sowie einen gemeinsamen, schnellen DAC, d.h. Signale von einem externen Signalgenerator oder von dem DAC werden von allen Kanälen parallel registriert. Auch ein gemeinsamer *Trigger*-Eingang ist vorgesehen, so daß selbst ohne ein *Trigger*-Modul Testdaten genommen werden können.

Für die Auswahl eines FADC's gibt es unterschiedliche Optionen:

1. Ein 200 MSPS schneller FADC mit nur 8 Bit Breite, wie dem FADC Fairchild SPT 7721 [FAI01]<sup>2</sup>
2. Ein 100 MSPS langsamer FADC mit 10 Bit Breite, wie dem FADC Analog Devices AD 9214 [ADc]
3. Zwei FADC parallel, um entweder die Breite eines 8 Bit-FADC's oder die Abtastrate eines 100 MSPS-FADC's zu steigern.

Wenn möglich sollte man aber nur einen FADC pro Kanal verwenden, damit die Leistungsaufnahme und der Platzbedarf begrenzt werden.

### Das *Trigger* & Zähler-Modul

Das *Trigger* & Zähler-Modul (T&Z-Modul) empfängt die Diskriminatorsignale des gesamten *Strings* und fällt daraufhin *Trigger*-Entscheidungen, die es mit der GPS-Zeit über den *Trigger*-Bus an die dDAQ-Module zurückgibt.

Daneben mißt es zum Nachweis von Supernova-Ausbrüchen auch die Rate jedes Optischen Moduls. Diese Zählraten werden ebenfalls mit der GPS-Zeit gekennzeichnet, lokal zwischengespeichert und regelmäßig vom Systemmodul über den PCI-Bus ausgelesen.

Eine *Trigger*-Entscheidung kann zunächst ein *String-Trigger* - z.B. aufgrund einer lokalen Koinkidenz - sein, der über den externen *Trigger*-Bus den übrigen T&Z-Modulen mitgeteilt wird. Auf der Basis dieser Informationen generiert jedes T&Z-Modul selbstständig seinen Detektor-*Trigger*, der entweder den Datentransfer von den dDAQ-Modulen zum Systemmodul oder die Weiterverarbeitung dieser Daten im Systemmodul auslöst.

Der Detektor-*Trigger* muß nach nur wenigen Mikrosekunden generiert werden, damit keine Daten im Ringspeicher der dDAQ-Module vor dem Datentransfer überschrieben werden. Dazu muß insbesondere der Informationsaustausch über den externen *Trigger*-Bus extrem schnell erfolgen.

Die dDAQ-Module könnten ihre Daten jedoch auch schon nach einem *String-Trigger* zum Systemmodul übertragen, wo sie zwischengespeichert würden. Später, wenn ein Detektor-*Trigger* vorliegt, würde das T&Z-Modul dies dem Systemmodul signalisieren, welches dann dessen *Trigger*-Zeit über den PCI-Bus auslesen und die davon betroffenen Daten weiterverarbeiten würde.

---

<sup>1</sup>DMA - *Direct Memory Access*

<sup>2</sup>Dieser Baustein hat digitale CMOS-Ausgänge, an denen mit 125 MHz jeweils zwei Abtastwerte parallel ausgegeben werden. Deshalb wäre die Leistungsaufnahme und der Schaltungsaufwand seiner Ausleseelektronik stark reduziert. Er selbst verbraucht nur  $\sim 310$  mW.

Diese Lösung wäre technisch einfacher, würde jedoch auch eine Einschränkung der Datennahme bedeuten, weil nur noch die Daten von *Strings* mit einem *String-Trigger* aufgezeichnet würden.

Ansonsten kann das T&Z-Modul nämlich auch aufgrund der Information von den übrigen *Strings* einen *Trigger* auslösen, obwohl ihm selbst kein eigener *String-Trigger* vorliegt, und so werden selbst die Daten von wenigen, verstreut getroffenen Optischen Modulen an diesem *String* 'gerettet'.

## 10.1 Erwartete Datenraten

Die Ereignisrate des ICECUBE-Detektors wird von atmosphärischen Myonen dominiert werden.

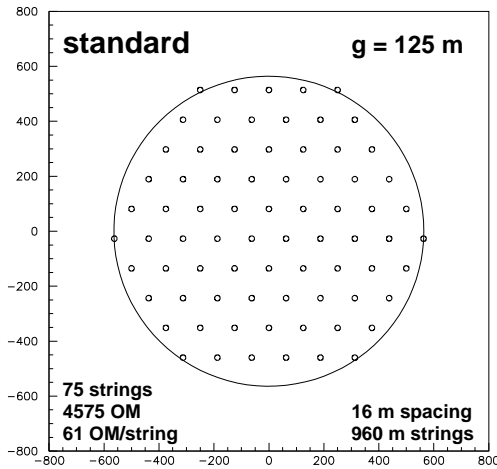


Abbildung 10.2: Simulierte ICECUBE-Konfiguration [WIS01]

Wird das Signal jedes getroffenen Optischen Moduls daraufhin  $4 \mu\text{s}$  lang mit 200 MSPS und 8 Bit Breite aufgezeichnet, beträgt die Datenrate etwa  $1 \text{ MByte s}^{-1} \text{ String}^{-1}$ , was nur 0.4 % der theoretischen Transferrate eines CPCI-Systems entspricht. Allerdings wurden verschiedene CPCI-CPU's getestet und man erreichte damit bei einem 32 Bit-DMA bestenfalls  $70 \text{ MByte s}^{-1}$ , d.h. die relative Datenrate würde deswegen auf 1.5 % steigen. Dennoch wird der PCI-Bus minimal belastet.

Sollen alle Daten über *Ethernet*-Verbindungen zu einem Zentralrechner übertragen werden, sind die Grenzen des Systems bald erreicht, obwohl  $1 \text{ MByte s}^{-1}$  nur ca. 8 % der Transferrate von 100 MBit-*Ethernet* ausmachen. Der Zentralrechner empfängt nämlich insgesamt  $75 \text{ MByte s}^{-1}$  von allen *Strings*, was wiederum 60 % der Transferrate von 1 GBit-*Ethernet* und schon 125 % der tatsächlichen Transferrate der getesteten Systemmodule entspricht.

Deshalb sollte die Datenmenge möglichst noch auf dem dDAQ-Modul, spätestens aber auf dem Systemmodul reduziert werden. Angenommen einzelne Pulse werden direkt rekonstruiert<sup>3</sup>, und Doppelpulse bzw. Pulszüge werden nur innerhalb eines Fensters aufgezeichnet<sup>4</sup>, dann fällt die Datenrate auf  $\lesssim 20 \text{ kByte s}^{-1} \text{ String}^{-1}$  bzw.  $\lesssim 1.5 \text{ MByte s}^{-1}$ , so daß der Zentralrechner problemlos alle Daten bewältigen kann. Pro Tag müssen 130 GByte gesichert werden - eine Datenmenge die auf einer einzigen Festplatte Platz findet, zumal sie vom Zentralrechner nochmals komprimiert werden könnte!

Dennoch sollte der Zentralrechner für  $\gg 130 \text{ GByte d}^{-1}$  ausgelegt sein, da man vielleicht die Multiplizität des Detektor-*Trigger's* senken oder die lokale Koinzidenz auf beispielsweise fünf

Deshalb wurde die Datenrate anhand einiger  $10^4$  solcher Ereignisse, die von H. Wissing [WIS01] bereits simuliert worden waren, abgeschätzt. In der Detektorsimulation wurde ein ICECUBE-Detektor von 4575 Optischen Modulen mit 500 Hz Rauschrate angenommen. Die Optischen Module waren ab 1500 m Tiefe in Abständen von 16 m an 75 *Strings* verteilt (Abb. 10.2). Als Detektor-*Trigger* wurden fünf lokale Koinzidenzen innerhalb von  $7 \mu\text{s}$  im Detektor verlangt. Einer lokalen Koinzidenz entsprachen zwei PMT-Pulse in einem  $1 \mu\text{s}$ -Zeitfensters und einer Gruppe von drei benachbarten Optischen Modulen.

Unter diesen Bedingungen erreicht die Ereignisrate 1.7 kHz bzw.  $20 \text{ Hz OM}^{-1}$ , falls man auch Optische Module berücksichtigt die zwar getroffen sind, aber nicht zum *Trigger* beitragen.

<sup>3</sup>Als einzelner Puls wurde hier ein Puls zur Zeit  $t_{le}$  definiert, der innerhalb eines Zeitfensters  $t_{le}^{+90\text{ns}}_{-10\text{ns}}$  keinen benachbarten Puls hat. Die Zeit, die Breite, die Amplitude und die Ladung des Pulses würden rekonstruiert, was etwa vier 16 Bit-Worte sind.

<sup>4</sup>Dieses Fenster beginnt 10 ns vor dem ersten Puls und endet 90 ns nach dem letzten.

benachbarte Module ausweiten will.

Zufällige Koinzidenzen und z.B. Ereignisse von neutrino-induzierten Myonen liefern weitere, kleine Beiträge zu den Daten. Die Rate zufälliger Koinzidenzen kann bei dem beschriebenen Detektor-*Trigger* analytisch auf weniger als 1 Hz abgeschätzt werden [LEU01b].

## 10.2 Rekonstruktion von zeitdiskret quantifizierten und digitalisierten dAOM-Signalen

Eine wichtige Frage in Bezug auf das Datennahmesystem ist, wie hoch die Abtastrate und wie klein die Quantisierungsstufe des FADC's sein sollte.

Nach dem Nyquist-Theorem muß ein Signal mit Bandbreite  $f_g$  mindestens mit der doppelten Frequenz  $2f_g$  abgetastet werden, um verzerrungsfrei rekonstruiert werden zu können [LÜK92].

Die Bandbreite eines optischen-analogen PMT-Pulses kann anhand von dessen Pulsbreite mit dem 'Zeitgesetz der Nachrichtentechnik' auf knapp 100 MHz abgeschätzt werden. Demnach wäre ein 200 MSPS schneller FADC ideal für das dAOM-Datennahmesystem.

Bei Unterabtastung mit einer Abtastrate  $<2f_g$  gelingt keine fehlerfreie Rekonstruktion mehr. Dennoch mag ein 100 MSPS langsamer FADC noch zur befriedigenden Rekonstruktion der Pulsparameter ausreichen.

Deshalb wurden schrittweise optische-analoge dAOM-Signale simuliert, zeitdiskret quantifiziert, digitalisiert und rekonstruiert, um danach die Vorzüge einer hohen Abtastrate oder einer kleinen Quantisierungsstufe beurteilen zu können.

Bei der Rekonstruktion der Pulsparameter wurde versucht sehr einfache Algorithmen zu verwenden, um diese auch vergleichbar problemlos parallel zum Datenstrom in der dAOM-Datennahme durchführen zu können. Optimal wäre es, wenn man sie direkt in einer PLD implementieren könnte.

Im **ersten Schritt** wurde der 1PE-Puls eines LED-dAOM's im AMANDA-II-Detektor durch eine Funktion der Form

$$U(t) = U \cdot \left[ 1 + \operatorname{erf}\left(\frac{t - t_{le}}{6.74 \text{ ns}}\right) \right] \cdot 0.98 \cdot \exp\left(-\frac{t - t_{le}}{7.34 \text{ ns}}\right) \quad (10.1)$$

parametrisiert (Abb. 10.3)<sup>5</sup>. Der Parameter  $U$  beschreibt die Pulsamplitude sowie  $t_{le}$  die Pulszeit. Das Integral von  $U(t)$  wird als Pulsladung  $Q$  interpretiert<sup>6</sup>.

Mit dieser Parametrisierung wurden dann einzelne dAOM-Signale mit Pulsamplituden zwischen 0.25 PE und 100 PE sowie Pulszeiten zwischen 70 ns und 80 ns innerhalb eines Zeitfensters von 200 ns simuliert und in 5 ns-Schritten<sup>7</sup> zeitdiskret quantifiziert.

Zu diesen Abtastwerten wurde auch ein *Pedestal* von einem Photoelektron und ein Signalrauschen  $\sigma_{rausch} \approx 0.065$  PE addiert, was einem Dynamikbereich von 1500:1 entspricht.

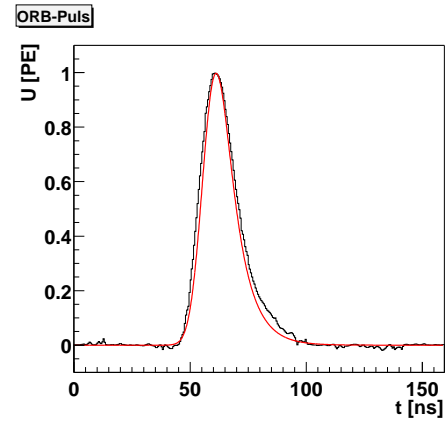


Abbildung 10.3: Der 1PE-Puls eines LED-dAOM's und dessen Parametrisierung

Im **zweiten Schritt** wurde das *Pedestal* erneut ermittelt und von den dAOM-Signalen abgezogen daomppdaq.tex sowie deren Pulszeit  $t_{le}$ , Pulsamplitude  $U$  und Pulsladung  $Q$  rekonstruiert:

<sup>5</sup>Daß die Form aller Pulse exakt gleich ist, ist eine Vereinfachung, trotz der man die Fragestellung nach der notwendigen Abtastrate und Quantisierungsstufe aber ausreichend gut beantwortet können sollte.

<sup>6</sup>Die Einheit der Pulsamplitude ist im Folgenden PE, die der Pulszeit ns und demzufolge ist die Einheit der Ladung nicht mehr Coulomb, sondern PE ns.

<sup>7</sup>entsprechend einer Abtastrate von 200 MSPS

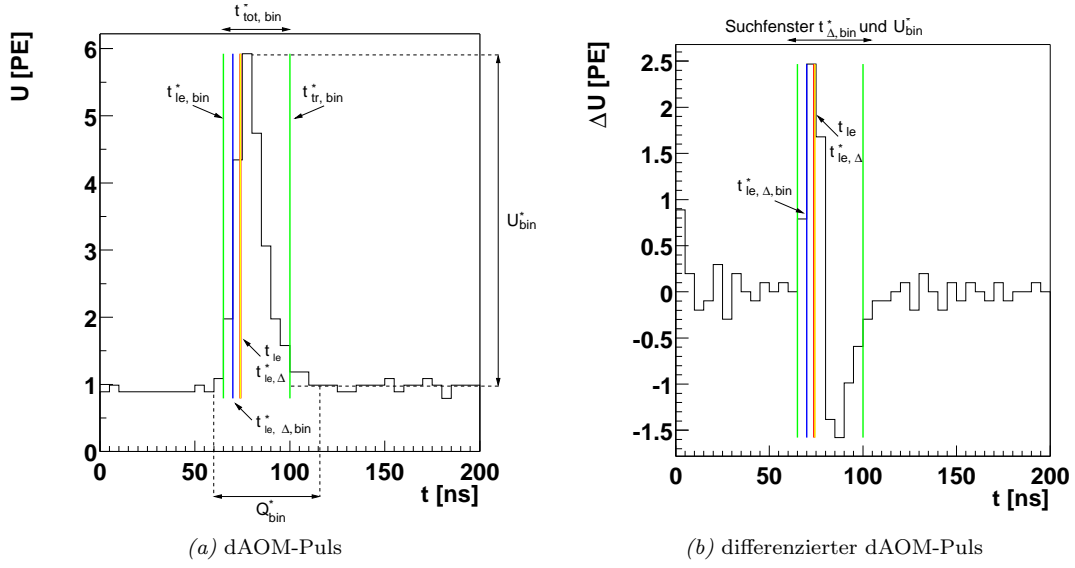


Abbildung 10.4: Die zeitdiskrete Quantifizierung eines optisch-analogen dAOM-Pulses und dessen Parameter

Zunächst wurde der Zeitpunkt  $t_{le,bin}^*$  bestimmt, wo der Abtastwert  $U(t_i = t_{le,bin}^*)$  erstmals über der Schwelle  $U_{trig} = 0.25$  PE liegt. Um weniger anfällig gegen das Signalrauschen zu sein, wurde zudem verlangt, daß auch der darauf folgende Abtastwert  $U(t_{i+1})$  größer als  $U_{trig}$  ist (Abb. 10.4 (a)). Die Zeit  $t_{tr,bin}^*$  beschreibt den Zeitpunkt, bei dem  $U(t_i = t_{tr,bin}^*)$  wieder unter die Schwelle fällt. Ähnlich wie zuvor sollte hier  $U(t_{i+1})$  ebenfalls unterhalb  $U_{trig}$  liegen. Der Abstand der beiden Zeiten wird als Pulsbreite  $t_{tot,bin}^*$  bezeichnet.

Die Zeit  $t_{le,bin}^*$  ist per Definition ungenau, weil sie wie die Zeiten  $t_i$  in 5 ns-Schritten springt. Deshalb werden  $t_{le,bin}^*$  und  $t_{tr,bin}^*$  im Folgenden nur benutzt, um die Pulsparameter genau zu bestimmen.

Im Vergleich zu  $t_{le,bin}^*$  ist der Zeitpunkt des maximalen Anstiegs auf der führenden Pulsflanke  $t_{le,\Delta}^*$  deutlich besser zur Bestimmung von  $t_{le}$  geeignet. Um diesen zu rekonstruieren, betrachtet man nicht mehr die Abtastwerte  $U(t_i)$ , sondern deren Differenzen<sup>8</sup>  $\Delta U(t_i) = U(t_i) - U(t_{i-1})$ , und sucht in dem Zeitfensters  $t_{tot,bin}^* \pm 5$  ns nach dem maximalen Anstieg  $\Delta U(t_i = t_{le,\Delta,bin}^*)$  (Abb. 10.4 (b)).

Die Zeit  $t_{le,\Delta,bin}^*$  ist wieder zeitdiskret und somit ebenfalls ungenau. Allerdings kann  $t_{le,\Delta}^*$  als Schwerpunkt der drei benachbarten Steigungen  $\Delta U(t_i = t_{le,\Delta,bin}^*)$  und  $\Delta U(t_i = t_{le,\Delta,bin}^* \pm 5$  ns) berechnet werden:

$$t_{le,\Delta}^* = t_{le,\Delta,bin}^* + \frac{\sum_{i=1}^3 i \cdot \Delta U(t_i)}{\sum_{i=1}^3 \Delta U(t_i)} - 5 \text{ ns} \quad \text{mit } t_i = t_{le,\Delta,bin}^* + (i-2) \cdot 5 \text{ ns} \quad (10.2)$$

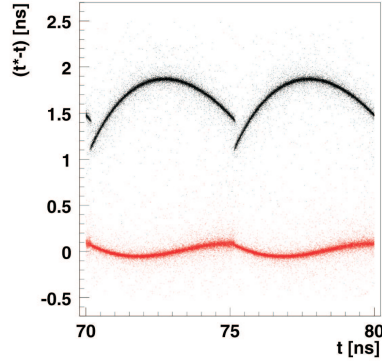
In Abbildung 10.5 (a) ist der Zusammenhang zwischen dem absoluten Fehler der rekonstruierten Pulszeit  $t_{le,\Delta}^*$  und der tatsächlichen Pulszeit  $t_{le}$  dargestellt. Man erkennt eine deutliche Abhängigkeit, die sich entsprechend der Abtastrate alle 5 ns wiederholt. Aufgrund dessen ist die Auflösung<sup>9</sup> von  $t_{le,\Delta}^*$  schlechter als 1 ns, wenngleich die Auflösung von  $t_{le,\Delta}^*$  bei einer festen Pulszeit  $t_{le}$  kleiner als 100 ps ist<sup>10</sup>.

<sup>8</sup>Selbst wenn das *Pedestal* noch nicht von den Abtastwerten subtrahiert wäre, wäre dieses Verfahren deshalb davon unabhängig.

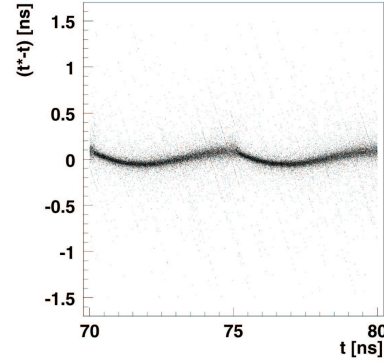
<sup>9</sup>die Streuung des absoluten Fehlers

<sup>10</sup>An dieser Stelle ist die konstante Zeitverschiebung von  $\sim 1$  ns vernachlässigbar, da sie letztlich nur einen weiteren Beitrag zur Signallaufzeit  $t_0$  darstellt und für alle Signale sowie Optischen Module gleich ist.

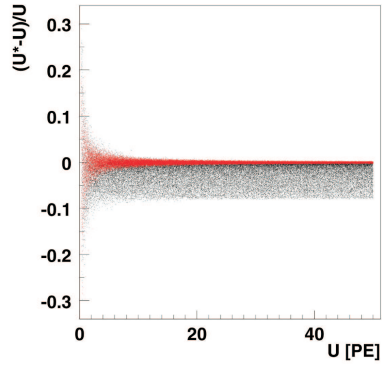
<sup>11</sup>Abbildungen 10.5 und 10.6 wurden für die elektronische Veröffentlichung komprimiert. Dadurch reduzierte sich die Zahl der abgebildeten Messpunkte und daraufhin auch der Informationsgehalt dieser Abbildungen.



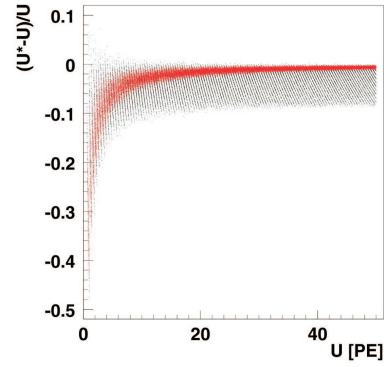
(a) abs. Fehler von  $t_{le,\Delta}^*$  gegen  $t_{le}$  (schwarz: einfacher, rot: gewichteter Schwerpunkt)



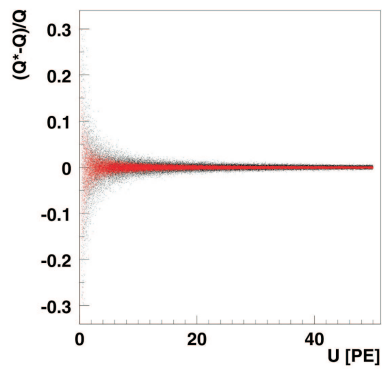
(b) abs. Fehler von  $t_{le,\Delta}^*$  gegen  $t_{le}$  (gewichteter Schwerpunkt)



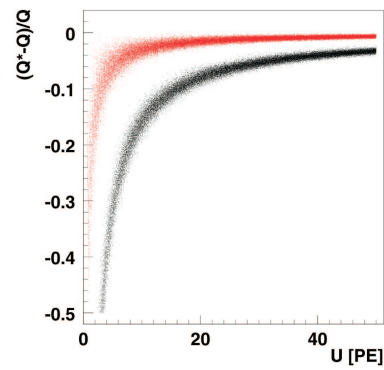
(c) rel. Fehler von  $U_{bin}^*$  (schwarz) und von  $U_{\Delta}^*$  (rot) gegen  $U$



(d) rel. Fehler von  $U_{bin}^*$  (schwarz) und von  $U_{\Delta}^*$  (rot) gegen  $U$



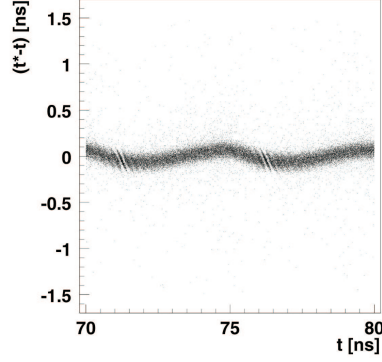
(e) rel. Fehler von  $Q_{bin}^*$  (schwarz) und von  $Q_{\Delta}^*$  (rot) gegen  $U$



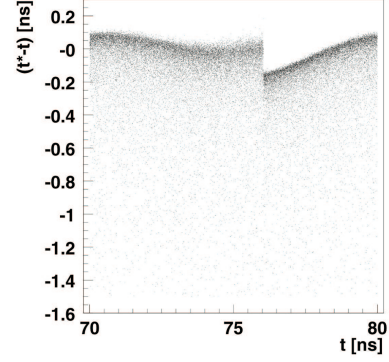
(f) rel. Fehler von  $Q_{bin}^*$  (schwarz) und von  $Q_{\Delta}^*$  (rot) gegen  $U$

Abbildung 10.5: Verhalten der rekonstruierten Pulsparameter von in 5 ns-Schritten zeitdiskret quantifizierten dAOM-Signalen ((a), (c) und (e)). Wenn man die Amplituden zusätzlich mit 8 Bit digitalisiert erhält man die Korrelationen (b), (d) und (f) auf der rechten Seite.<sup>11</sup>

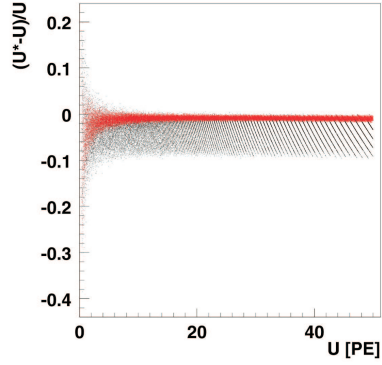




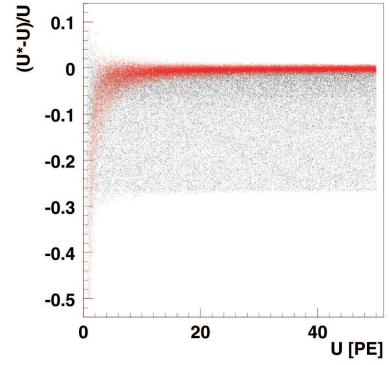
(a) abs. Fehler von  $t_{le,\Delta}^*$  gegen  $t_{le}$  (gewichteter Schwerpunkt)



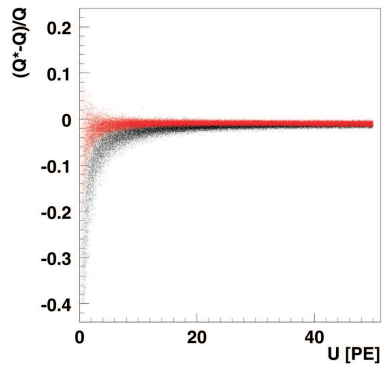
(b) abs. Fehler von  $t_{le,\Delta}^*$  gegen  $t_{le}$  (gewichteter Schwerpunkt)



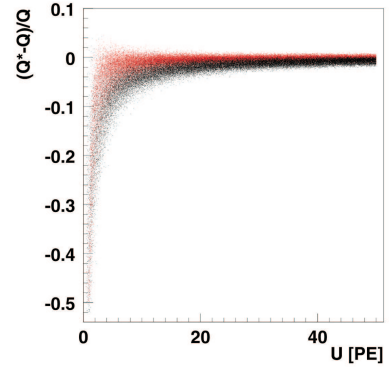
(c) rel. Fehler von  $U_{bin}^*$  (schwarz) und von  $U_{\Delta}^*$  (rot) gegen  $U$



(d) rel. Fehler von  $U_{bin}^*$  (schwarz) und von  $U_{\Delta}^*$  (rot) gegen  $U$



(e) rel. Fehler von  $Q_{bin}^*$  (schwarz) und von  $Q_{\Delta}^*$  (rot) gegen  $U$



(f) rel. Fehler von  $Q_{bin}^*$  (schwarz) und von  $Q_{\Delta}^*$  (rot) gegen  $U$

Abbildung 10.6: Verhalten der rekonstruierten Pulsparameter von in 5 ns-Schritten mit eff. 12 Bit digitalisierten ((a), (c) und (e)) und in 10 ns-Schritten mit 10 Bit digitalisierten ((b), (d) und (f)) dAOM-Signalen.<sup>11</sup>

Man kann die Zeitaufösung jedoch verbessern, indem man anstatt des einfachen Schwerpunktes den gewichteten Schwerpunkt berechnet [STE], d.h. die Differenzen  $\Delta U(t_i)$  in Gleichung 10.2 zusätzlich mit Gewichten<sup>12</sup>  $w_i$  skaliert:

$$t_{le,\Delta}^* = t_{le,\Delta,bin}^* + \frac{\sum_{i=1}^3 i \cdot w_i \cdot \Delta U(t_i)}{\sum_{i=1}^3 w_i \cdot \Delta U(t_i)} - 5 \text{ ns} \quad \text{mit } t_i = t_{le,\Delta,bin}^* + (i-2) \cdot 5 \text{ ns} \quad (10.3)$$

Daraufhin verbessert sich die Zeitaufösung der rekonstruierten Pulszeit  $t_{le,\Delta}^*$  auf ca. 200 ps (Abb. 10.5 (a))!

Die Pulsamplitude  $U$  kann sehr einfach gemessen werden, indem man innerhalb des Zeitraumes  $t_{tot,bin}^* \pm 5 \text{ ns}$  den größten Abtastwert  $U_{bin}^*$  bestimmt.

Damit unterschätzt man jedoch meist die tatsächliche Pulsamplitude  $U$  (Abb. 10.7). Lediglich wenn ein Abtastwert exakt zur Zeit des Pulsmaximums aufgezeichnet wird, stimmen beide Werte überein.

Für kleine Zeitabstände zwischen diesem Abtastwert und dem Pulsmaximum steigt der Betrag des relativen Fehlers der rekonstruierten Pulsamplitude  $U_{bin}^*$  zunächst nur langsam, weil der Puls im Bereich seines Maximums relativ flach verläuft. Sobald aber dessen Steigung zunimmt, wächst der relative Fehler schneller bis zu einem Maximalwert von über 7 %, wenn das Pulsmaximum genau zwischen zwei Abtastwerten liegt. Deshalb ist der relative Fehler von  $U_{bin}^*$  auch nicht zwischen 0 % und 7 % gleichverteilt, sondern wie in Abbildung 10.7 dargestellt.

Zumindest gelingt die Rekonstruktion der Pulsamplitude fast für alle  $U$  in gleicher Qualität (Abb. 10.5 (b)). Nur bei kleinen Pulsen macht sich das Signalauschen bemerkbar und  $U$  wird manchmal sogar überschätzt, zumeist aber noch stärker unterschätzt.

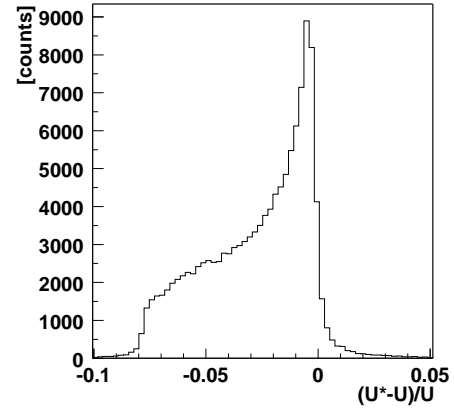


Abbildung 10.7: Verteilung des relativen Fehlers der rekonstruierten Pulsamplitude  $U_{bin}^*$  von in 5 ns-Schritten zeitdiskret quantifizierten dAOM-Signalen

Die Schwäche dieser Methode besteht darin, daß nur ein Abtastwert benutzt wird, die Pulsamplitude  $U$  zu ermitteln. Wesentlich genauer wird diese rekonstruiert, wenn man zahlreiche Abtastwerte dazu verwendet. Das gilt auch für die Rekonstruktion der Pulsladung  $Q$ .

Beispielsweise kann man das dAOM-Signal  $U(t_i)$  mit einem Normpuls  $U_{norm}(t_i)$  im Zeitwert  $t_{le,\Delta}^*$  überlagern und den Normpuls so skalieren, daß deren Abweichung minimal wird:

$$\sum (U_{\Delta}^* \cdot U_{norm}(t_i) - U(t_i))^2 \quad \text{minimal} \quad \Rightarrow \quad U_{\Delta}^* = \frac{\sum U_{norm}(t_i) \cdot U(t_i)}{U_{norm}(t_i)^2} \quad (10.4)$$

Der Skalenfaktor entspricht der rekonstruierten Pulsamplitude  $U_{\Delta}^*$ .

Die Überlagerung sollte innerhalb eines mittelgroßen Zeitfensters, wie  $t_{tot,bin}^* \pm 5 \text{ ns}$ , erfolgen, damit  $U_{\Delta}^*$  in der Praxis unabhängig von etwaigen Überschwingern nach dem Puls bleibt. Den Normpuls erzeugt man, indem man zahlreiche dAOM-Signale normiert, z.B. in 1 ns-Schritten linear extrapoliert und die in den Zeitwerten entsprechenden Abtastwerte aller Signale addiert.

Das Normierungsverfahren ist sehr genau. Nur bei kleinen dAOM-Signalen ergeben sich größere relative Abweichungen von  $U_{\Delta}^*$  und  $U$  (Abb. 10.5 (b)), was wiederum auf das Signalauschen zurückzuführen ist. Für Pulsamplituden  $U < 5 \text{ PE}$  beträgt die relative Auflösung<sup>13</sup> von  $U_{\Delta}^*$  etwa

<sup>12</sup>Die Gewichte  $w_i$  können mit den Daten auf die beste Auflösung optimiert werden. In dieser Analyse wurde für einige hundert Pulse der Gesamtfehler  $\sum_{\text{Pulse}} (t_{le,\Delta}^* - t_{le})^2$  iterativ minimiert und daraufhin  $\vec{w} = (91, 21, 29)$  verwendet.

<sup>13</sup>die Streuung des relativen Fehlers

4 % und für  $U \geq 5$  PE sogar nur noch  $\sim 0.2$  %. Zudem streut der relative Fehler um Null, d.h. im Mittel werden die Pulsamplituden nicht mehr unterschätzt.

Aus der rekonstruierten Pulsamplitude  $U_{\Delta}^*$  kann man auch die Pulsladung  $Q_{\Delta}^*$  berechnen, indem man  $U_{\Delta}^*$  mit der Ladung des Normpulses skaliert. Dementsprechend genau ist  $Q_{\Delta}^*$  dann auch bestimmt.

Eine weitere Möglichkeit die Pulsladung  $Q$  zu rekonstruieren besteht darin, die von den Abtastwerten aufgespannten Flächen innerhalb eines Zeitfensters zu addieren:

$$Q_{bin}^* \propto \sum U(t_i) \cdot 5 \text{ ns} \quad (10.5)$$

Dazu sollte man die Größe des Zeitfensters dynamisch an die Pulsbreite anpassen, d.h. beispielsweise gleich  $t_{tot,bin}^* \pm 10 \text{ ns}$  wählen, um stets den gleichen Anteil der Ladung jedes Pulses zu messen. Ein für alle Pulse konstantes aber ausreichend großes Zeitfenster birgt die Gefahr, daß sich die Integrationsbereiche benachbarter Pulse häufiger überlappen.

Dieses Integrationsverfahren ist einfach und dennoch nur um einen Faktor zwei ungenauer als das Normpulsverfahren (Abb. 10.5 (c)). Für Pulsamplituden  $U < 5$  PE beträgt die relative Auflösung von  $Q_{bin}^*$  ca. 7 % und für  $U \geq 5$  PE rund 0.4 %.

Ähnlich wie man aus  $U_{\Delta}^*$  die Ladung  $Q_{\Delta}^*$  bestimmt, könnte man auch aus  $Q_{bin}^*$  die Pulsamplitude berechnen, indem man  $Q_{bin}^*$  mit der 1PE-Ladung normiert.

Im **dritten Schritt** wurden die dAOM-Signale vor der Rekonstruktion der Pulsparameter nicht nur in 5 ns-Schritten zeitdiskret quantifiziert, sondern vielmehr mit 8 Bit digitalisiert, d.h. auch amplitudenquantisiert.

Die Amplitudenquantisierung erfolgt in einem FADC mit Komparatoren, die die Eingangsspannung mit Referenzspannungen entsprechend den Quantisierungsstufen vergleichen. In der Simulation erfolgte die Digitalisierung gemäß

$$u_d(t_i) = \begin{cases} 0 & \text{für } u(t_i) < 0 \text{ PE} \\ \text{int} \left[ (2^n - 1) \frac{u(t_i)}{U_{ref}} \right] & \text{für } 0 \text{ PE} \leq u(t_i) \leq U_{max} \\ 2^n - 1 & \text{für } u(t_i) > U_{max} \end{cases} \quad (10.6)$$

$$U_d(t_i) = u_d(t_i) \frac{U_{ref}}{2^n - 1} \quad (10.7)$$

mit  $u(t_i) = U(t_i)$ ,  $n = 8$  Bit,  $U_{ref} = U_{max}$  und  $U_{max} = 101$  PE.

Die amplitudenquantisierten Abtastwerte  $U_d(t_i)$  entsprechen demnach nicht mehr exakt dem ursprünglichen Werten  $U(t_i)$ , weil sie um die Quantisierungsstufe  $U_{qd} = 0.4$  PE springen (Abb. 10.8 (a)), was man auch als Quantisierungsrauschen bezeichnet. Im Mittel werden die Abtastwerte  $U(t_i)$  deshalb unterschätzt.

Das Quantisierungsrauschen macht sich bei kleinen Pulsamplituden besonders störend bemerkbar, weshalb versucht wurde die Amplitudenauflösung für kleine Eingangsspannungen zu verbessern. Dazu wurde nur einen Teil der Eingangsspannung  $u(t_i) = (1 - r)U(t_i)$  (mit  $0 < r < 1$ ) auf den 'FADC-Eingang gegeben' und der Rest davon zu der Referenzspannung  $U_{ref} = r \cdot U(t_i) + u_{max}$  hinzuaddiert<sup>14</sup>. Um kleine Pulsamplituden nicht mehr mit 8 Bit, sondern effektiv mit ca. 12 Bit zu digitalisieren, wählt man

$$u_{max} = \frac{U_{max}}{2^{(n_{eff}-n)}} \quad \text{mit } n_{eff} = 12 \text{ Bit} \quad \text{sowie} \quad r = \frac{U_{max} - u_{max}}{2U_{max}} \quad (10.8)$$

und berechnet  $U_d(t_i)$  in der Form:

$$U_d(t_i) = u_d(t_i) \frac{u_{max}}{2^n - 1} \cdot \frac{1}{1 - r(1 + \frac{u_d(t_i)}{2^n - 1})} \quad (10.9)$$

<sup>14</sup>Diese Methode wurde in der Praxis bereits bei dem VME-FADC F 1001 im H1-Experiment umgesetzt [H189].

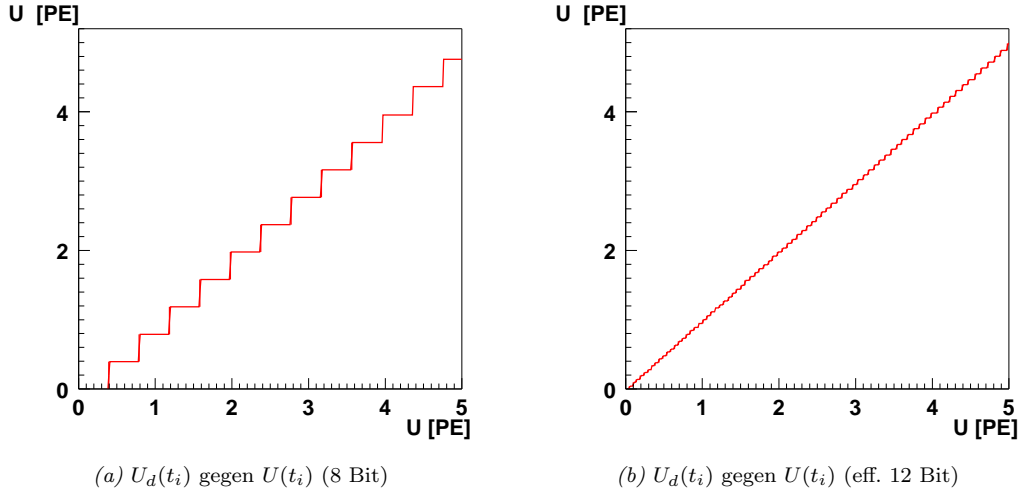


Abbildung 10.8: Kennlinie eines FADC's mit 8 Bit Breite

Damit wächst die Quantisierungsstufe mit der Eingangsspannung von zunächst kleineren Werten zu größeren hin an bzw. werden nun kleine Eingangsspannungen genauer aufgelöst als große (Abb. 10.8 (b)).

In einer weiteren Alternative wurden die simulierten dAOM-Signale dann in 10 ns-Schritten<sup>15</sup> mit 10 Bit digitalisiert<sup>16</sup>.

Die Rekonstruktionsergebnisse aller Datensätze sind in den Abbildungen 10.5, 10.6<sup>17</sup> sowie 10.9 dargestellt und in Tabelle 10.1 zusammengefaßt:

#### Die rekonstruierte Pulszeit $t_{le,\Delta}^*$

Während die Rekonstruktion der Pulszeit  $t_{le}$  der digitalisierten dAOM-Signale für Amplituden  $U \geq 5$  PE stets sehr gut funktioniert, leidet sie für  $U < 5$  PE zum Teil unter einer großen Quantisierungsstufe, hauptsächlich jedoch unter einer kleinen Abtastrate.

Nur wenn die Signale mit 200 MSPS/eff. 12 Bit digitalisiert werden, gelingt die Rekonstruktion von  $t_{le}$  für alle Pulsamplituden  $U$  genauso gut wie nach der zeitdiskreten Quantisierung. In diesem Fall profitiert die Rekonstruktion sowohl von der hohen Abtastrate als auch von der zunächst kleinen Quantisierungsstufe. Man erreicht für alle Pulsamplituden eine Zeitauflösung von 200 ps und der mittlere absolute Fehler von  $t_{le,\Delta}^*$  ist vernachlässigbar klein.

Ein nur wenig schlechteres Rekonstruktionsergebnis erhält man nach der Digitalisierung mit 200 MSPS/8 Bit. Wenn überhaupt ist die Auflösung von  $t_{le,\Delta}^*$  für  $U < 5$  PE zu bemängeln, doch vergleicht man deren Wert von 1 ns mit der Zeitauflösung des Photovervielfachers ist die Auflösung von  $t_{le,\Delta}^*$  ausreichend klein.

Damit erreicht für das Gesamtsystem von Photovervielfacher ( $\sim 3$  ns), Signalweg ( $\sim 2$  ns ( $t_0$ -Kalibration)) und Datennahmesystem ( $\sim 0.2$  ns bzw.  $\sim 1$  ns) eine Zeitauflösung besser als 5 ns (vgl. Kap. 3).

<sup>15</sup>entsprechend einer Abtastrate von 100 MSPS

<sup>16</sup>Diese Daten sind insbesondere deshalb interessant, da seit der Saison 01/02 einige Optische Module mit optisch-analoger Pulsübertragung zusätzlich mit 100 MSPS langsamen FADC mit 10 Bit Breite ausgelesen werden.

<sup>17</sup>In Abbildung 10.6 (f) wurden im Gegensatz zu den übrigen die schwarz gefärbten Punkte über die roten gezeichnet, weil sie einen kleineren Bereich innerhalb dieser Abbildung bedecken.

	$U$ [PE]	ZEITDISKRET 200 MSPS		DIGITAL 200 MSPS 8 Bit		DIGITAL 200 MSPS eff. 12 Bit		DIGITAL 100 MSPS 10 Bit	
		$\mu$	$\sigma$	$\mu$	$\sigma$	$\mu$	$\sigma$	$\mu$	$\sigma$
abs. Fehler	$< 5$	0.06	0.7	0.01	1	0.06	0.7	-2	1
$t_{le,\Delta}^*$ [ns]	$\geq 5$	0.02	0.07	0.02	0.1	0.004	0.08	-0.1	0.3
rel. Fehler	$< 5$	-0.3	7	-50	20	-10	10	-20	10
$Q_{bin}^*$ [%]	$\geq 5$	-0.002	0.4	-5	5	-1	0.7	-1	1
rel. Fehler	$< 5$	-0.2	4	-10	8	-3	5	-10	20
$Q_{\Delta}^*$ [%]	$\geq 5$	-0.04	0.2	-1	1	-2	0.4	-0.2	0.7

Tabelle 10.1: Vergleich der Rekonstruktionsfehler der Pulsparameter von ausschließlich zeitdiskret quantisierten (linke Spalte) und zusätzlich amplitudendigitalisierten dAOM-Signalen (Spalte 2-4)

Deutliche Probleme ergeben sich aber nach der Digitalisierung mit 100 MSPS/10 Bit<sup>18</sup>. Auch wenn die Zeitauflösung für alle Signale zufriedenstellend ist, sind die mittleren absoluten Fehler von  $t_{le,\Delta}^*$  für kleine und große Pulsamplituden verschieden<sup>19</sup>, wodurch nicht nur eine Unsicherheit für die Zeitbestimmung, sondern auch für die Rekonstruktion der Pulsladung entsteht.

#### Die rekonstruierte Pulsladung $Q_{bin}^*$ bzw. $Q_{\Delta}^*$

Die rekonstruierte Pulsladung  $Q_{bin}^*$  bzw.  $Q_{\Delta}^*$  und die rekonstruierte Pulsamplitude  $U_{bin}^*$  unterschätzen nach der Digitalisierung stets ihre tatsächlichen Werte, weil der 'FADC' die Abtastwerte  $U(t_i)$  immer abrundet. Solange dieser Effekt unabhängig von der Pulsamplitude  $U$  ist, stellt er nur eine weitere 'Dämpfung' im System dar. Ist er jedoch amplitudenabhängig, folgt daraus eine Nicht-Linearität!

Bei 200 MSPS/8 Bit tritt dieses Problem besonders deutlich auf (Abb. 10.5 (f)) (Abb. 10.9 (a)). Für Pulsamplituden  $U < 5$  PE reicht die Verteilung des relativen Fehlers von der im Integrationsverfahren rekonstruierten Ladung  $Q_{bin}^*$  von knapp 0 % bis -100 %, so daß der mittlere relative Fehler -50 % und die Amplitudenauflösung 20 % beträgt. Für  $U \geq 5$  PE sind es nur noch -5 % und 5 %!

Bei 100 MSPS/10 Bit und 200 MSPS/eff. 12 Bit ist dieses Problem aufgrund der kleineren Quantisierungsstufe nicht mehr so gravierend (Abb. 10.5 (f)) (Abb. 10.9 (c)) (Abb. 10.5 (e)) (Abb. 10.9 (b)). Nach der Digitalisierung mit 200 MSPS/eff. 12 Bit beträgt für  $U < 5$  PE der mittlere relative Fehler  $Q_{bin}^*$  -10 % und die Auflösung 10 % und für  $U \geq 5$  PE -1 % bzw. 0.7 %.

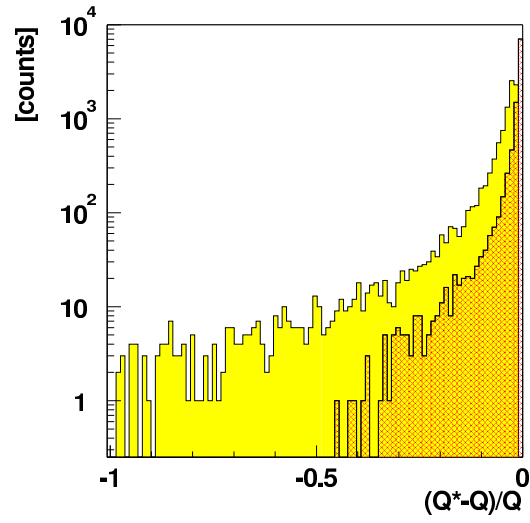
Dennoch funktioniert die Rekonstruktion der Pulsladung  $Q$  durch das Normierungsverfahren für digitalisierte dAOM-Signale deutlich besser.

Die beste Rekonstruktionqualität erhält man nach der Digitalisierung mit 200 MSPS/eff. 12 Bit (Abb. 10.5 (f)) (Abb. 10.9 (c)). Danach ist die Auflösung von  $Q_{\Delta}^*$  nahezu identisch mit der Auflösung der nur zeitdiskreten Quantisierung, d.h. für  $U < 5$  PE 5 % und für  $U \geq 5$  PE 0.4 %. Eine Nicht-Linearität ist kaum noch nachzuweisbar.

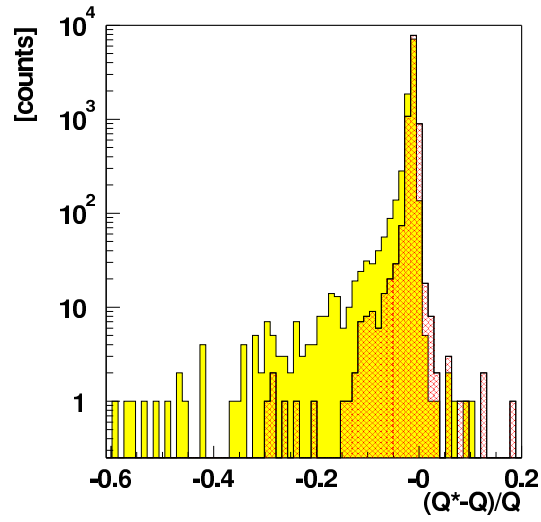
Das Rekonstruktionsergebnis nach der Digitalisierung mit 100 MSPS/10 Bit ist aber ebenfalls interessant (Abb. 10.5 (e)) (Abb. 10.9 (b)), weil die Rekonstruktion für  $U < 5$  PE nur unzureichend gelingt, obwohl die sie für  $U \geq 5$  PE ähnlich gut wie mit 200 MSPS/eff. 12 Bit funktioniert. Der Grund dafür ist die Differenz zwischen der rekonstruierten und der tatsächlichen Pulszeit bei kleinen dAOM-Signalen. Gelänge es, die Rekonstruktion der Pulszeit  $t_{le}$  zu optimieren, würde sich wahrscheinlich auch die der Pulsladung  $Q$  verbessern.

<sup>18</sup>Für diesen Datensatz wurde das Schwerpunktsverfahren mit insgesamt fünf Werten  $\Delta U_d(t_i)$  durchgeführt ( $\vec{w} = (7, 90, 45, 22, 9)$ ), da mit nur drei Steigungen kein stabiles Ergebnis garantiert werden konnte. Bei 200 MSPS liefert das Verfahren mit fünf Werten  $\Delta U_d(t_i)$  keine weitere Verbesserung.

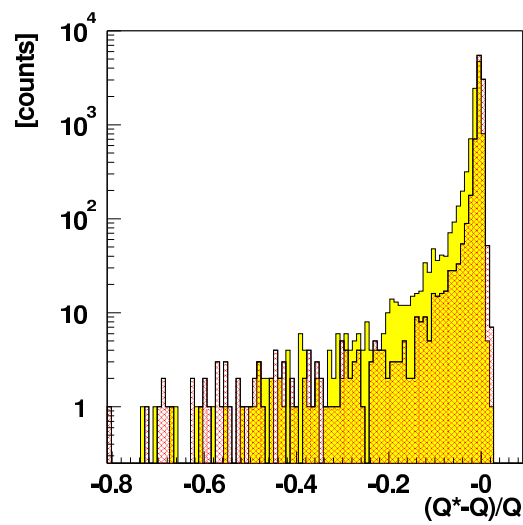
<sup>19</sup>Hier könnte eine zusätzliche Amplitudenkorrektur der Pulszeit  $t_{le,\Delta}^*$  eine Verbesserung bringen. Allerdings wird man dazu nicht die rekonstruierte Pulsamplitude aus dem Normierungsverfahren benutzen können.



(a) 200 MSPS, 8 Bit



(b) 200 MSPS, eff. 12 Bit



(c) 100 MSPS, 10 Bit

Abbildung 10.9: Verteilung des relativen Fehlers der konstruierten Pulsladung  $Q_{bin}^*$  (hell) sowie  $Q_{\Delta}^*$  (dunkel, straffiert) von digitalisierten dAOM-Signalen

### Die rekonstruierte Pulsamplitude $U_{bin}^*$ bzw. $U_{\Delta}^*$

Die relativen Fehler der rekonstruierten Pulsamplitude  $U_{bin}^*$  bzw.  $U_{\Delta}^*$  sind in Tabelle 10.1 nicht eingetragen, weil  $U_{\Delta}^*$  äquivalent zu  $Q_{\Delta}^*$  ist, und weil  $U_{bin}^*$  nicht nur für  $U < 5$  PE, sondern auch für  $U \geq 5$  PE eine zu breite Fehlerverteilung hat.

Trotzdem soll hier auf die Abbildungen 10.5 (d), 10.6 (c) und (d) hingewiesen werden, weil sie die unterschiedlichen Quantisierungsstufen  $U_{qd}$  illustrieren.

In Abbildung 10.5 (d) ordnen sich die Messpunkte gemäß der großen, konstanten Quantisierungsstufe in feinen, fast äquidistanten Linien an, wohingegen sie aufgrund der kleinen aber ebenfalls konstanten Quantisierungsstufe in Abbildung 10.6 (d) ohne eine sichtbare Struktur verteilt liegen. Abbildung 10.6 (c) zeigt dagegen zunächst keine sichtbare und dann eine gemusterte Struktur, weil die Quantisierungsstufe mit der Pulsamplitude wächst.

Insgesamt ist die Digitalisierung mit einer hohen Abtastrate und einer variablen Quantisierungsstufe, d.h. mit 200 MSPS/eff. 12 Bit, am besten für die dAOM-Datennahme geeignet<sup>20</sup>.

Sicherlich könnte man auch versuchen einen FADC mit 100 MSPS und 10 Bit einzusetzen, nachdem man die Bandbreite der dAOM-Signale reduziert hat. Damit würde sich aber die Doppelpulsauflösung verschlechtern. Daneben stünde diese Maßnahme in starkem Kontrast zu den vorangegangenen Bemühungen, möglichst schnelle dAOM-Signale zu erzeugen.

Falls man dennoch einen FADC mit 100 MSPS/10 Bit benutzt, sollte man testen, inwiefern dann eine variable Quantisierungsstufe die Rekonstruktionsergebnisse verbessert.

---

<sup>20</sup>Dies ist insbesondere deshalb interessant, weil diese Lösung in Bezug auf die Rekonstruktionsqualität der Pulsparameter teilweise vergleichbar mit einer ist, bei der ein Optischer Transmitter mit einer geknickten oder gekrümmten Kennlinie und ein FADC mit einer hohen Abtastrate sowie einer konstanten Quantisierungsstufe, d.h. mit 200 MSPS/8 Bit, verwendet würde.

# Fazit

Im Rahmen dieser Arbeit wurde das digitale Analoge Optische Modul oder vielmehr das dAOM-System als Prototyp für den ICECUBE-Detektor entwickelt und in einer ersten, weniger komplexen Version im AMANDA-II-Detektor getestet. Dieses System besteht aus dem dAOM, dem P&C-Modul und dem ORB bzw. ORM.

Der dAOM wird im Gegensatz zu den Standard-OMs im AMANDA-Detektor nicht mit einer Hochspannung, sondern mit einer Niederspannung versorgt. Dadurch wird es möglich, zusätzliche Verstärker im Modul einzusetzen und den Photovervielfacher bei einer dementsprechend kleineren PMT-Verstärkung zu betreiben, womit sich dessen linearer Signalbereich vergrößert.

Die PMT-Signale werden sowohl optisch-analog als auch elektrisch-analog zu der maximal 2.7 km entfernten Empfangselektronik übertragen. Dazu werden die PMT-Pulse zum Teil vorher zusätzlich verstärkt. Als optische Transmitter werden neben Leuchtdioden auch erstmals Laserdioden eingesetzt.

Vorteile der optisch-analogen Übertragung sind die Immunität gegenüber einem Übersprechen zwischen den Signalkabeln, ein größerer linearer Signalbereich und eine gute Zeit- sowie Doppelpulsauflösung, wohingegen die elektrisch-analoge Übertragung das robuste elektrische Kabel als Verbindung mit der Datennahme nutzt. Deshalb dient sie als Ersatzübertragung, falls die optische Verbindung beschädigt wird.

Dadurch daß der dAOM nur mit einer Niederspannung versorgt wird, muß die PMT-Hochspannung lokal erzeugt werden. Sie kann neben anderen Betriebsparametern digital gesteuert werden. Die digitale Kommunikation erfolgt dazu über ein einziges Aderpaar zwischen dem dAOM und dem P&C-Modul. Dieses Kabel wird zugleich aber auch zur Spannungsversorgung und zur elektrisch-analogen Pulsübertragung genutzt.

Das P&C-Modul versorgt bis zu acht dAOMs mit Spannung, ist Schnittstelle zur digitalen Kommunikation zwischen den Optischen Modulen und dem Kontroll-PC und empfängt deren elektrisch-analoge PMT-Pulse, bevor sie an das Datennahmesystem weitergegeben werden.

Der ORB empfängt dagegen die optisch-analoge PMT-Pulse von den LED-dAOMs und der ORM die der LD-dAOMs.

## Photovervielfacher und PMT-Basis

Wie im Standard-OM mußten im dAOM die Photovervielfacher Hamamatsu R5912-02 oder R7081-20 eingesetzt werden, obwohl sie für eine PMT-Verstärkung von  $1 \cdot 10^9$  spezifiziert sind und sich deshalb nur bedingt für die gewünschte Verstärkung von  $4 \cdot 10^7$  eignen. Für diese PMTs wurde die aktive PMT-Basis ISEG PHQ 5912 mit integrierter Hochspannungsquelle entwickelt.

- Auf der ISEG-Basis kann die Hochspannung an der ersten Dynode und der Anode getrennt eingestellt werden, um damit Defizite, die wegen der kleinen PMT-Hochspannung/Verstärkung auftreten, ggf. zu kompensieren. Von dieser Möglichkeit wurde jedoch nur selten Ge-



brauch gemacht, obwohl damit das  $P/V$ -Verhältnis des Photovervielfachers R7081-20 deutlich gesteigert werden konnte.

Im allgemeinen wurde das von Hamamatsu spezifizierte Spannungsverhältnis eingestellt.

In diesem Zusammenhang sollte man bedenken, daß bei einem dAOM bis zu fünf Parameter - die Hochspannungen, der Vorstrom für die LED/LD, und die Kontrollspannungen des optischen Empfängers - eingestellt werden müssen, die teilweise voneinander abhängen. Deshalb wäre es wünschenswert, die Zahl der Betriebsparameter in Zukunft zu vermindern. Schließlich ist die Option von zwei einstellbaren Hochspannungen auch nicht mehr notwendig, wenn ein für die kleine PMT-Verstärkung spezifizierter Photovervielfacher verwendet wird.

Ansonsten verhielten sich die 1PE-Spektren des R5912-02/R7081-20 mit dieser Basis normal. In doppeltlogarithmischer Darstellung zeigte die PMT-Verstärkung die lineare Abhängigkeit von der PMT-Hochspannung, die man auch theoretisch herleitet.

Zudem wurde gezeigt, daß die PMT-Verstärkung bei einer festen Hochspannung linear mit der zunehmenden Temperatur fällt.

- Der Spannungsteiler der ISEG-Basis ist besonders hochohmig, was ihre Leistungsaufnahme auf etwa 100 mW reduziert. Um dennoch die Dynoden bei großen Lichtpulsen oder hohen Pulsfrequenzen ausreichend mit Strom zu versorgen, werden die letzten drei Dynoden des Photovervielfachers von speziellen Verstärkern zusätzlich versorgt.

Mit dieser Basis umfaßt der lineare Signalbereich des R5912-02 bei einer PMT-Verstärkung von  $4 \cdot 10^7$  ca. 100 Photoelektronen. Dabei wird der Signalbereich nicht von der ISEG-Basis, sondern vom PMT begrenzt.

Wahrscheinlich reduzieren Raumladungen bei großen Lichtpulsen die Sammeleffizienzen der letzten Dynoden. Unter anderem sollte man auch deswegen in Zukunft die 10- bzw. 12-stufige Variante des R5912/R7081 benutzen, da dieser PMT die gewünschte PMT-Verstärkung erst bei deutlich größeren Hochspannungen erreicht, die wiederum Raumladungen verhindern. Würde man zudem die PMT-Verstärkung auf  $2 \cdot 10^7$  reduzieren, sollte der lineare Signalbereich auf weit über 200 PE anwachsen.

- Erstmalig wurde auch die Stabilität der Ladung von Doppelpulsen getestet. Diese Größe ist für AMANDA/ICECUBE insoweit interessant, als die Optischen Module im Eis zeitgleich emittierte Photonen aufgrund der Streuung meist als kleinere, aufeinander folgende Pulse und nur selten als einen großen Puls registrieren.

Die Instabilität der Ladung von Doppelpulsen liegt bei einer PMT-Verstärkung von  $4 \cdot 10^7$  und Zeitabständen zwischen 10 ns und 10  $\mu$ s unter 10 %, auch wenn die Pulse knapp 20 PE groß sind.

- Aufgrund der integrierten Hochspannungsquelle, könnte die Rauschrate des Photonenvervielfachers ansteigen. Allerdings wurden keine nennenswerten, zusätzlichen Beiträge zur 'normalen' Rate festgestellt. Entsprechend gekühlt beträgt die Rauschrate des R5912-02 mit ISEG-Basis bei einer PMT-Verstärkung von  $2 \cdot 10^8$  und einer Diskriminatorschwelle von 0.25 PE knapp 200 Hz.

Neben der mittleren Frequenz der Rauschpulse, ist aber auch deren Streuung von Interesse. Im allgemeinen wird die Rauschrate als Poisson-verteilt angenommen, was aber nur bei Zimmertemperatur näherungsweise zutrifft. Kühlt man den PMT ab, reduziert dies die thermische Emission von Elektronen, und der Einfluß von nicht Poisson-verteilten Rauschquellen, wie vielleicht die Feldemission von Elektronen oder Ohm'sche Leckströme, nimmt zu.

### Aktive elektrische-analoge Pulsübertragung

Im dAOM-System können 1PE-Pulse elektrisch-analog zur Datennahme übertragen werden, selbst wenn die PMT-Verstärkung deutlich kleiner  $1 \cdot 10^8$  ist, weil die PMT-Pulse im dAOM zusätzlich

geformt und verstärkt werden. Allerdings muß man dazu die dAOM-Verstärkung sehr hoch wählen, so daß die Verstärker schon bei mittel-großen Eingangsamplituden übersteuern. Dadurch entstehen nach einem PMT-Puls Oszillationen, die die digitale Kommunikation stören.

Deutlich besser funktioniert die Übertragung, wenn man die PMT-Verstärkung auf ca.  $1 \cdot 10^8$  erhöht und die dAOM-Verstärkung entsprechend senkt.

- Die Übertragungscharakteristik der elektrisch-analogen Pulsübertragung verläuft stark gekrümmt, was eine zusätzliche Kalibration notwendig macht.

Für diese Kalibration wäre ein lokaler Kalibrationspulser hilfreich, man kann sie aber auch nur mit Hilfe des Photovervielfachers durchführen. Dabei macht man sich die Linearität des Photovervielfachers und den Zusammenhang zwischen der PMT-Verstärkung und der PMT-Hochspannung zunutze.

Die gekrümmte Übertragungscharakteristik vergrößert den Signalbereich, den man effektiv übertragen kann. Bei einer PMT-Verstärkung von  $1 \cdot 10^8$  und einer mittleren dAOM-Amplitude von 1PE-Signalen kleiner 150 mV, können so z.B. Signale von fast 40 PE anstatt etwa 10 PE übertragen werden. Allerdings verschlechtert sich damit die Amplitudenauflösung für große Signale.

- Aufgrund der Pulsformung und der Dispersion im Kabel ist die führende Flanke eines elektrisch-analogen PMT-Pulses sehr lang ( $\mathcal{O}(100 \text{ ns})$ ) und seine Breite sehr groß ( $\mathcal{O}(100 \text{ ns})$ ). Dementsprechend schlecht ist deshalb auch die Zeit- und Doppelpulsauflösung der elektrisch-analogen Pulsübertragung.

Zumindest kann die Ankunftszeit der Pulse nachträglich korrigiert werden, wenn neben der Pulsankunftszeit auch die Pulsamplitude gemessen wird.

Nach der Amplitudenkorrektur verbessert sich die Zeitauflösung von elektrisch-analogen PMT-Pulsen auf knapp 7 ns.

Allerdings werden im AMANDA-Detektor bisher nur die Pulsankunftszeiten der elektrisch-analogen Pulse gemessen.

Optimal wäre es, diese Pulse mit einem FADC zu digitalisieren, weil damit die Zeitinformation und die Amplitudeninformation gemeinsam aufgezeichnet würden. Dies ist heute technisch einfach und kostengünstig, zumal dazu wahrscheinlich schon eine Abtastrate kleiner als 20 MSPS ausreichend wäre.

- Da die Pulsbreite der elektrisch-analogen PMT-Pulse etwa so groß wie die der digitalen Signale ist, kann die digitale Kommunikation mit einem dAOM dadurch gestört werden. Der dAOM kann deshalb auch unbeabsichtigt in den Einschaltzustand zurückgesetzt werden. Deswegen sollte die digitale Kommunikation verbessert werden.

### Aktive optisch-analoge Pulsübertragung

Leuchtdioden werden bereits in den Standard-OMs zur optisch-analogen Pulsübertragung benutzt. Allerdings können in diesen Modulen die PMT-Ströme nicht zusätzlich verstärkt werden, und die LEDs werden darin auch nur unzureichend mit einem Biasstrom versorgt. Deshalb müssen die Photovervielfacher in den Standard-OMs bei einer PMT-Verstärkung von ca.  $1 \cdot 10^9$  betrieben werden.

In den dAOMs können dagegen zusätzliche Verstärker oder auch Laserdioden eingesetzt werden.

- Die herausragende Eigenschaft der optisch-analogen Pulsübertragung ist die gute Zeit- und Doppelpulsauflösung. Diesen Vorteil teilen LED- und LD-dAOMs miteinander, weil die führende Flanke von ihren Pulsen kurz ( $\mathcal{O}(10 \text{ ns})$ ) und deren Pulsbreite klein ( $\mathcal{O}(10 \text{ ns})$ ) ist. Zudem kann die Zeitauflösung zusätzlich mit der Amplitudenkorrektur verbessert werden, so daß sie für optisch-analoge PMT-Pulse letztlich nur noch von der Zeitauflösung des Photovervielfachers abhängt.

Während die Zeitauflösung der optisch-analoge PMT-Pulse von LED-dAOMs nach der Korrektur etwa 3.1 ns beträgt, ist die der LD-dAOMs ein wenig schlechter, weil sich beim ORM die Kennlinien des direkten Signalweges zur Zeitmessung und des verzögerten Signalweges zur Amplitudenmessung unterscheiden.

- Im LED-dAOM ist der Biasstrom frei einstellbar. Zudem werden die PMT-Ströme zusätzlich verstärkt, so daß die PMT-Verstärkung auf ca.  $4 \cdot 10^7$  gesenkt werden kann. Damit würde der lineare Signalbereich auf ca. 100 PE steigen, da aber der Ausgangsstrom der Verstärker sowie die Strom-zu-Licht-Konversion und die optische Ausgangsleistung der LED begrenzt sind, werden schließlich nur Signalamplituden bis ca. 10 PE übertragen. Dennoch kann der lineare Signalbereich darüber hinaus ansteigen, weil für größere Amplituden die Ladung der direkten, optisch-analoge PMT-Pulse und die Amplitude der verzögerten weiter linear ansteigen. Daneben reduziert die teil-lineare Kennlinie des ORB's den Nutzen der Amplitudeninformation von LED-Pulsen - zumindest dann, wenn sie nicht geeicht wird.
- Während die Übertragungscharakteristik des direkten ORM-Signalweges absolut linear verläuft, ist die des verzögerten ORM-Signalweges leider nur teil-linear.
- Laserdioden sind deutlich effektiver als Leuchtdioden. Deshalb können PMT-Pulse von einem LD-dAOM mit einer PMT-Verstärkung von ca.  $4 \cdot 10^7$  ohne eine zusätzliche Verstärkung zum ORM gesendet werden. Daneben ist die maximale optische Ausgangsleistung der Laserdiode etwa 30-mal größer als die einer Leuchtdiode und der Dynamikbereich von Laserdiode und ORM etwa 2000:1, so daß der LD-dAOM in der Praxis mindestens 60 PE bzw. 100 PE und theoretisch sogar bis zu 200 PE große PMT-Pulse linear übertragen kann, vorausgesetzt, das Datennahmesystem verarbeitet auch entsprechend kleine optisch-analoge 1PE-Pulse.
- Die Instabilität von optisch-analoge Doppelpulsen ist bei LD-dAOM und ORM ebenfalls nur knapp 10 % groß. Zudem sind die Zeitabstände der größten Instabilität von denen beim PMT verschieden, so daß auch die Instabilität der Kombination von PMT, Laserdiode und ORM typisch kleiner 10 % sein dürfte.
- Einziges Problem der optisch-analoge Pulsübertragung mit einer Laserdiode könnte eine bisher noch nicht verstandene Störung sein, die bei den LD-dAOMs im AMANDA-Detektor zeitweise auftritt und vielleicht auf Oszillationen hindeutet, die aufgrund von zurückreflektiertem Licht im Resonator der Laserdiode angeregt werden.

## Ausblick

Das digitale Analoge Optische Modul wurde zuletzt weiter verbessert. Dazu wurden einzelne Funktionsblöcke neu entworfen und als solche im Labor getestet.

- An Stelle des *Microcontrollers* und der Dekodier-/Kodierlogik in der PLD wurden ein Prozessor-*Core*, ein HDLC-Controller und eine neue Dekodier-/Kodierlogik gemeinsam in einer PLD implementiert. Dadurch kann die physikalische Übertragungsfrequenz gesenkt und fehlerhafte Daten erkannt werden. Daneben würde der Dekodierer zusätzlich von einem Tiefpaß vor hochfrequenten Störungen geschützt. Insgesamt wird dadurch die digitale Elektronik im dAOM++ kompakter sowie sehr flexibel. Zudem verbessert sich die digitale Kommunikation zwischen dem dAOM++ und der Datennahme. Dies ist insbesondere wichtig, weil die bisher fehleranfällige digitale Kommunikation für den zum Teil instabilen Betrieb der digitalen Analogen Optischen Module verantwortlich war.
- Der Dynamikbereich einer Laserdiode und des direkten ORM-Signalweges sollte ausreichen, einen Signalbereich von bis zu 200 PE linear zu übertragen. Zur Übertragung eines größeren

Signalbereiches muß die Übertragungscharakteristik des optischen Transmitters entweder geknickt oder gekrümmt verlaufen. Deshalb wurde ein LD/VCSEL-Aufsteckmodul mit geknickter Kennlinie entwickelt.

VCSEL könnten in Zukunft eine Alternative für Laserdioden sein, weil sie ebenso leistungsfähig, aber preiswerter, weniger anfällig und einfacher zu betreiben sind. Erste VCSEL für den '1.3  $\mu\text{m}$ -Bereich' sind bereits angekündigt.

- Um die geknickte/gekrümmte Kennlinie des Übertragungssystems kalibrieren zu können, wurde ein geregelter Kalibrationspulsler entwickelt, der im dAOM++ kurze elektrische Pulse mit Amplituden bis zu 1500 mV, aber mit einer LED gegebenenfalls auch schwache Lichtpulse, generieren kann. Mit einem Schalter wird zwischen den elektrischen Kalibrationspulsen und den PMT-Pulsen gewählt.

Zusätzlich wurde ein Avalanche-Pulsler entworfen, der mit einer LED sehr helle, kurze Lichtpulse zur Geometriekalibration erzeugen kann.

- Der Kalibrationspulsler kann auch dazu benutzt werden, die Signallaufzeit  $t_0$  zwischen dem Optischen Modul und der Datennahme zu kalibrieren. Dazu wurden verschiedene Varianten der  $t_0$ -Kalibration vorgestellt, simuliert und teilweise experimentell getestet. Damit sollte man die Signallaufzeit automatisch auf  $\ll 5$  ns genau bestimmen können.

Bei der Testmessung wurde die Signallaufzeit von einem 2.7 km langes TQ-Kabel auf  $\sim 1.5$  ns genau gemessen.

Daneben wurde ein neues Datennahmesystem entworfen, mit dem die dAOM-Signale kontinuierlich-zeitdiskret digitalisiert würden. Eine zentrale Frage war dabei, wie hoch die Abtastrate und wie klein die Quantisierungsstufe der Digitalisierung sein sollte. Dazu wurden dAOM-Signale simuliert, zeitdiskret quantifiziert, digitalisiert und rekonstruiert.

Die besten Rekonstruktionsergebnisse erreicht man mit einer Abtastrate von 200 MSPS und einer variablen Quantisierungsstufe, die für kleinere Signalamplituden etwa mit einer Auflösung von 12 Bit vergleichbar ist, aber physikalisch auf 8 Bit basiert. Dazu wird nur ein Teil der Signalamplitude digitalisiert und das übrige Signal zur Referenzspannung eines FADC's hinzuaddiert.

Die Datenrate dieses Systems wäre für den ICECUBE-Detektor direkt nach der Auslese kleiner 150 GByte pro Tag.

Der dAOM++ und das vorgeschlagene Datennahmesystem erfüllt alle Anforderungen, die an den ICECUBE-Detektor gestellt werden. Deswegen wäre das dAOM-System eine nahezu ideale Lösung für diesen Detektor gewesen.

Dennoch wurde stattdessen das DOM-Konzept für ICECUBE gewählt, weil man dadurch auf die Glasfasern verzichten kann, wodurch der DOM vielleicht robuster, bestimmt aber preisgünstiger werden wird.

Das dAOM-System ist allerdings auch für andere Experimente interessant und wurde deshalb bereits als Option für einen neuen Luftschauerdetektor diskutiert.



# Anhang A

## Das 1PE-Spektrum

Um das 1PE-Spektrum eines Photovervielfachers zu bestimmen, sollte man dessen Photokathode möglichst vollständig mit kurzen, schwachen Lichtpulsen beleuchten und kurz nach jedem dieser Lichtpulse die PMT-Pulsladungen innerhalb einer Torzeit  $t_{tor}$  mit einem qADC messen (Abb. A.1).

Die Zahl der Photoelektronen aller PMT-Pulse folgt näherungsweise einer Poisson-Verteilung, d.h. für die Anzahl von PMT-Pulsen mit  $n$  Photoelektronen  $N_n$  gilt:

$$N_n = N_{LED} \cdot P(n, \lambda) = N_{LED} \cdot \frac{\lambda^n}{n!} \cdot \exp(-\lambda) \quad (\text{A.1})$$

$N_{LED}$  ist hierbei die Zahl der Lichtpulse und  $\lambda$  die mittlere Anzahl der Photoelektronen.

Die Lichtintensität sollte so eingestellt sein, daß der Anteil von 1PE-Pulsen gegenüber dem von größeren PMT-Pulsen überwiegt. Ist  $\lambda \approx 0.04$ , wird das Verhältnis von 2PE- zu 1PE-Pulsen  $N_2/N_1 = \lambda/2 = 2\%$  sowie von 3PE- zu 1PE-Pulsen  $N_3/N_1 = \lambda^2/3 = 0.05\%$  ausreichend klein, um ein sauberes 1PE-Spektrum zu erzielen.

Allerdings wächst damit auch die Wahrscheinlichkeit für Ereignisse ohne einen PMT-Puls  $P(0, \lambda) = N_0/N_{LED} = \exp(-\lambda)$  auf über 95 % an und man benötigt z.B.  $1 \cdot 10^6$  Lichtpulse um tatsächlich  $5 \cdot 10^4$  PMT-Pulse zu vermessen<sup>1, 2</sup>.

Das ideale 1PE-Spektrum würde der Summe einer Exponentialverteilung  $F_{exp}$  mit Breite  $\alpha$  und einer Normalverteilung  $F_{1PE}$  mit Mittelwert  $Q_{1PE}$  und Streuung  $\sigma_{1PE}$  folgen. Während die Normalverteilung die Ladung von vollständig verstärkten 1PE-Signalen berücksichtigt, beschreibt die Exponentialverteilung die der nur unvollständig verstärkten. Beispielsweise können Photoelektronen unzureichend fokussiert oder auf die erste Dynode mehrfach beschleunigt/zurückreflektiert werden und deshalb dort eine zu kleine Zahl von Sekundärelektronen auslösen. Die Lichtpulse

---

<sup>1</sup>Die Koinzidenzrate der Licht- und PMT-Pulse wird damit zu einem einfachen Maß für die Lichtintensität und sollte demnach etwa 5 % - maximal 10 % - betragen.

<sup>2</sup>Zudem steigt mit kleineren Werten  $\lambda$  der Beitrag von zufälligen, koinzidenten Rauschenpulsen, da deren Rate  $f_{zufall} = f_{rausch} f_{LED} t_{tor}$  unabhängig von  $\lambda$  ist und die Frequenz der 'echten' PMT-Pulse  $f_{echt} \approx f_{LED} \lambda$  mit kleineren Werten  $\lambda$  abfällt. Diese zufälligen Koinzidenzen wären jedoch noch immer auf 0.3 % gegenüber den 'echten' PMT-Pulsen unterdrückt, wenn die Rauchrate bei 1 KHz,  $\lambda$  bei 0.04 und  $t_{tor}$  bei 100 ns läge.

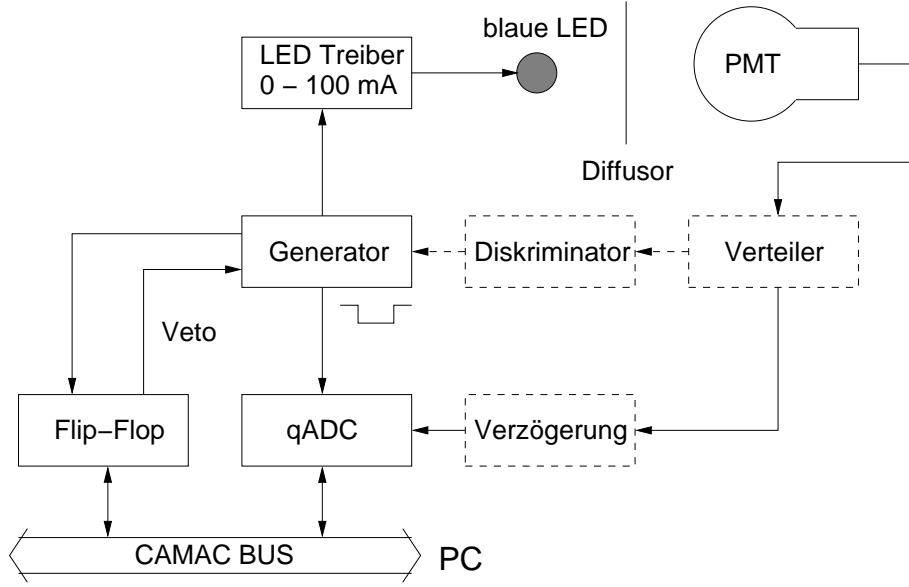


Abbildung A.1: Aufbau zur Messung der Ladung von PMT-Pulsen aufgrund von Lichtpulsen oder dem PMT-Rauschen

ohne einen koinzidenten PMT-Puls liefern demgegenüber immer dieselbe Ladung  $Q_{ped}$ , dem sogenannten *Pedestal*. Deshalb werden die Verteilungen  $F_{exp}$  und  $F_{1PE}$  um die Position des *Pedestals* verschoben:

$$F_{ideal}(Q) = N_{LED} \cdot \begin{cases} P(0, \lambda) & \text{für } Q = Q_{ped} \\ P(1, \lambda) \cdot ((1 - \eta) \cdot F_{exp}(Q) + \eta \cdot F_{1PE}(Q)) & \text{für } Q > Q_{ped} \\ \text{mit } F_{exp}(Q) = \frac{1}{\alpha} \exp\left(-\frac{Q - Q_{ped}}{\alpha}\right) & \\ \text{mit } F_{1PE}(Q) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_{1PE}\delta_{1PE}} \exp\left(-\frac{(Q - (Q_{1PE} + Q_{ped}))^2}{2\sigma_{1PE}^2}\right) & \end{cases} \quad (A.2)$$

$\eta$  ist der Anteil der vollständig verstärkten 1PE-Pulse,  $(1 - \eta)$  dementsprechend der der unvollständig verstärkten. Der Faktor  $\delta_{1PE}$  dient der Renormierung der Verteilung  $F_{1PE}$ , da diese bei  $Q = Q_{ped}$  abgeschnitten wird, d.h. für  $\delta_{1PE}$  gilt:

$$\begin{aligned} \delta_{1PE} &= \int_{Q_{ped}}^{\infty} \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_{1PE}} \exp\left(-\frac{(Q - (Q_{1PE} + Q_{ped}))^2}{2\sigma_{1PE}^2}\right) dQ \\ &= \int_{-\frac{Q_{1PE}}{\sqrt{2}\sigma_{1PE}}}^{\infty} \frac{1}{\sqrt{\pi}} \exp(-\zeta^2) d\zeta \\ &= \frac{1}{2} (1 + \operatorname{erf}\left(\frac{Q_{1PE}}{\sqrt{2}\sigma_{1PE}}\right)) \end{aligned}$$

Tatsächlich besitzt aber das 1PE-Spektrum für  $Q > Q_{ped}$  noch weitere Beiträge von Pulsen mit mehr als einem Photoelektron, die jeweils wieder von einer Normalverteilung mit Mittelwert  $Q_{nPE} = nQ_{1PE}$  und Streuung  $\sigma_{nPE} = \sqrt{n}\sigma_{1PE}$  beschrieben werden

$$F_{nPE}(Q) = \frac{1}{\sqrt{2n\pi}\sigma_{1PE}} \exp\left(-\frac{(Q - (nQ_{1PE} + Q_{ped}))^2}{2n\sigma_{1PE}^2}\right) \quad (A.3)$$

und mit einem Faktor  $N_{LED} \cdot P(n, \lambda)$  skaliert werden. Diese Verteilungen brauchen jedoch nicht mehr zwingend wie  $F_{1PE}$  durch eine große  $\delta_{nPE}$  renormiert werden, da ihre Mittelwerte meist recht weit vom *Pedestal* entfernt liegen. Zudem reicht es für kleine  $\lambda$  i.a. aus nur noch den Term

für  $n = 2$  zu berücksichtigen, da die Wahrscheinlichkeit für Pulse mit mehr als zwei Photoelektronen dann sehr klein ist.

Das Rauschen der Übertragungs- und Datennahmeelektronik verschmiert daneben das gesamte 1PE-Spektrum, d.h. das *Pedestal* liegt nicht ausschließlich bei der Ladung  $Q_{ped}$ , sondern ist ebenfalls um diesen Mittelwert mit Streuung  $\sigma_{ped}$  normalverteilt:

$$F_{ped}(Q) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_{ped}} \exp\left(-\frac{(Q - Q_{ped})^2}{2\sigma_{ped}^2}\right) \quad (\text{A.4})$$

Deshalb müßten die Funktionen  $F_{exp}$ ,  $F_{1PE}$  und  $F_{nPE}$  mit  $F_{ped}$  zusätzlich gefaltet werden.

Die Faltung zweier Normalverteilungen mit Mittelwerten  $Q_1$ ,  $Q_2$  und Varianzen  $\sigma_1^2$ ,  $\sigma_2^2$  ist wieder eine Normalverteilung mit Mittelwert  $Q_1 + Q_2$  und Varianz  $\sigma_1^2 + \sigma_2^2$ .

Da die  $n$ PE-Verteilungen aber bereits um den Wert  $Q_{ped}$  verschoben sind und die Streuung der 1PE-Verteilung typisch  $\sigma_{1PE} \gg \sigma_{ped}$  ist, brauchen Gleichungen A.2 und A.3 dahingehend nicht modifiziert werden.

Für die Faltung der Exponentialverteilung  $F_{exp}$  und der Normalverteilung  $F_{ped}$  gilt

$$\begin{aligned} & \frac{1}{\alpha} \exp\left(-\frac{Q - Q_{ped}}{\alpha}\right) \otimes \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_{ped}} \exp\left(-\frac{(Q - Q_{ped})^2}{2\sigma_{ped}^2}\right) \\ &= \frac{1}{\alpha\sqrt{2\pi}\sigma_{ped}} \int_{-\infty}^{Q - Q_{ped}} \exp\left(-\frac{Q - Q_{ped} - y}{\alpha}\right) \cdot \exp\left(-\frac{(y - Q_{ped})^2}{2\sigma_{ped}^2}\right) dy \\ &= \frac{1}{\alpha\sqrt{2\pi}\sigma_{ped}} \exp\left(\frac{\sigma_{ped}^2 - 2\alpha(Q - Q_{ped})}{2\alpha^2}\right) \int_{-\infty}^{Q - Q_{ped}} \exp\left(-\frac{1}{2\sigma_{ped}^2}\left(\zeta - \frac{\sigma_{ped}^2}{\alpha}\right)^2\right) d\zeta \\ &= \frac{1}{2\alpha} \exp\left(\frac{\sigma_{ped}^2 - 2\alpha(Q - Q_{ped})}{2\alpha^2}\right) \left[1 + \operatorname{erf}\left(\frac{Q - Q_{ped}}{\sqrt{2}\sigma_{ped}} - \frac{\sigma_{ped}}{\sqrt{2}\alpha}\right)\right] \\ &= F_{exp,real}(Q) \end{aligned}$$

mit  $\zeta = y - Q_{ped}$ .

Nimmt man nun an, daß die Streuung  $\sigma_{ped}$  klein und zudem  $\sigma_{ped} \ll \alpha$  ist, wird die *error*-Funktion schon knapp oberhalb der *Pedestal*-Verteilung gleich 1. Vereinfacht beschrieben wird die Exponentialverteilung dann in halblogarithmischer Darstellung nur leicht um  $\sigma_{ped}^2/(2\alpha^2)$  nach rechts verschoben. Dies bedeutet, daß das Pedestal das  $P/V$ -Verhältnis reduzieren kann, wenn das Rauschen der Elektronik groß ist.

In Labormessungen sollte aber auch diese Rechtsverschiebung vernachlässigbar klein sein, da dort  $\sigma_{ped}$  typisch nur einige 0.1 pC beträgt.

Letztlich kann an das 1PE-Spektrum eine stark vereinfachte Funktion<sup>3</sup>

$$F_{real}(Q) = \begin{cases} P_0 \cdot \exp\left(-\frac{(Q - Q_{ped})^2}{2\sigma_{ped}^2}\right) + \exp(P_1 - P_2 \cdot Q) & \text{für alle } Q \\ + P_3 \cdot \exp\left(-\frac{(Q - (Q_{1PE} + Q_{ped}))^2}{2\sigma_{1PE}^2}\right) & \text{für } Q > Q_{ped} \\ + P_4 \cdot \exp\left(-\frac{(Q - (2Q_{1PE} + Q_{ped}))^2}{4\sigma_{1PE}^2}\right) & \end{cases} \quad (\text{A.5})$$

angepasst werden, um die PMT-Vertstärkung, das  $P/V$ -Verhältnis und die 1PE-Auflösung zu bestimmen.

Soll das Spektrum sehr genau beschrieben werden, sollte man

$$F_{ideal}(Q) = N_{LED} \cdot \begin{cases} P(0, \lambda) \cdot F_{ped}(Q) + P(1, \lambda) \cdot (1 - \eta) \cdot F_{exp,real}(Q) & \text{für alle } Q \\ P(1, \lambda) \cdot \eta \cdot F_{1PE}(Q) + \sum_{n>1} P(n, \lambda) \cdot F_{nPE}(Q) & \text{für } Q > Q_{ped} \end{cases} \quad (\text{A.6})$$

wählen (Abb. 4.7).

Dem interessierten Leser sei der Artikel [DOS98] empfohlen, auf dem dieser Anhang teilweise basiert.

<sup>3</sup> $P_0$  bis  $P_4$  sind neben  $Q_{ped}$ ,  $\sigma_{ped}$ ,  $Q_{1PE}$  und  $\sigma_{1PE}$  weitere freie Parameter.





## Anhang B

# Serielle, digitale Kommunikation

Bei der seriellen, digitalen Kommunikation werden binäre Daten i.a. über eine elektrische Verbindung übertragen. Dabei werden die beiden logischen Zustände 0 und 1 durch zwei physikalische, z.B. -5 V und 5 V, repräsentiert. Damit der Empfänger diese Daten fehlerfrei dekodiert, muß er die digitalen Signale in Phase mit dem Sender abtasten.

Bei der asynchronen seriellen Kommunikation wird der Empfänger periodisch vom Sender synchronisiert. Dazu wird dem Empfänger vor den eigentlichen Daten<sup>1</sup> das sogenannte Startbit gesendet. Der Empfänger startet daraufhin seinen eigenen Taktgenerator, dessen Frequenz ungefähr der Frequenz des Sendetaktes entsprechen muß.

Die asynchrone serielle Kommunikation ist sehr einfach, trägt aber einen Gleichstromanteil und ist deshalb auf einer Übertragungsstrecke ungeeignet, die Transformatoren zur galvanischen Trennung enthält.

Bei der synchronen seriellen Kommunikation überträgt der Sender zusätzlich zu den Daten einen Takt mit - entweder über eine separate Verbindung oder aber mit den Daten kodiert.

Im *Manchester-Code* werden Daten und Takt in einer gemeinsamen digitalen Sequenz kodiert, indem man sie durch ein EXCLUSIV-ODER-Glied überträgt. Manchester-kodierte Daten weisen Zustandsübergänge in der Mitte des ursprünglichen Bit-Intervalls auf: Einen Übergang von 0 nach 1 für eine 1 und von 1 nach 0 für eine 0. Zusätzliche Übergänge gibt es zudem an den ursprünglichen Bit-Übergängen, falls aufeinander folgend Einsen oder Nullen übertragen werden (Abb. B.1).

Damit der Empfänger die Daten dekodieren kann, muß er jedoch zuvor zum Sendetakt synchronisiert werden. Deshalb beginnt jeder Datenblock<sup>2</sup> mit einer zusätzlichen Bit-Sequenz.

Manchester-kodierte Daten haben keinen Gleichstromanteil.

Häufig verwendet man das HDLC<sup>3</sup>-Protokoll, um die Daten in Blöcke zu strukturieren. Ein HDLC-Block hat die Struktur:

SYNC — Adressfeld — Kontrollfeld — Datenfeld — CRC — SYNC
---

SYNC ist die Bit-Sequenz 01111110, mit der jeder Block zur Synchronisation beginnt. Damit diese Sequenz nirgendwo sonst auftritt, wird bei mehr als fünf aufeinanderfolgenden Einsen im Da-

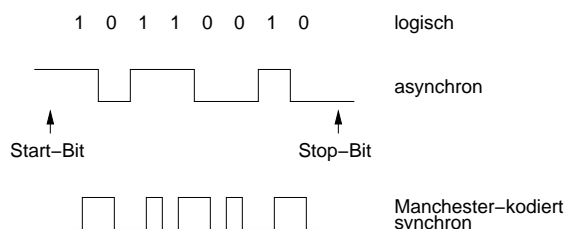


Abbildung B.1: Asynchrone und Manchester-kodierte, synchrone serielle Kommunikation

<sup>1</sup>meist sind dies insgesamt 8 Bit

<sup>2</sup>bis zu einigen kByte

<sup>3</sup>HDLC - *High-level Data Link Control*

tenstrom eine zusätzliche Null eingefügt, die vom Empfänger wieder entfernt wird. Diese Technik bezeichnet man als *Bit-Stuffing*.

Das Adressfeld<sup>4</sup> erlaubt es, zahlreiche 'Kommunikationsknoten' an eine 'Verbindung' anzuschließen. In einem derartigen System würde ein Knoten nur die Daten auswerten, die auch an ihn adressiert sind.

Das Kontrollfeld<sup>5</sup> enthält Informationen über den Inhalt oder die Art der Daten im Datenfeld. Oft wird es dazu genutzt, die aufeinander folgenden Blöcke zu numerieren, so daß überprüft werden kann, ob kein Block während der Übertragung verloren ging. Zudem kann der Empfänger anhand dieser Blocknummer einen fehlerhaften Block nochmals beim Sender anfragen, der diese Daten daraufhin ein weiteres Mal zum Empfänger senden kann.

Das Datenfeld besteht aus einer beliebigen Folge von Bits. Es sollte aber nicht größer als 4096 Bytes sein, da der Empfänger sonst nur bedingt testen kann, ob der Block fehlerfrei übertragen wurde.

Im CRC<sup>6</sup>-Feld<sup>7</sup> speichert der Sender eine Zahl ab, die eine Bewertung aller Daten im Adress-, Kontroll- und Datenfeld ist. Diese Bewertung wird äquivalent auch vom Empfänger durchgeführt und mit dem empfangenen CRC verglichen, um fehlerhaft übertragene Blöcke zu erkennen.

Das Ende des HDLC-Blocks bildet ein weiteres SYNC.

---

<sup>4</sup>typisch ein Byte

<sup>5</sup>typisch ein Byte

<sup>6</sup>CRC - *Cyclic Redundancy Check*

<sup>7</sup>typisch zwei Bytes

## Anhang C

# Kontrollsignale, Steckerbelegungen und Schaltpläne

### C.1 PMT-Basis ISEG PHQ 5912

KONTAKT	SIGNAL	BESCHREIBUNG
1	−5 VDC	Versorgungsspannung
3	HV error	Monitorsignal HV-Fehlerfunktion
5	HV on	Steuersignal HV an/aus
7	$U_{1,mon}$	Monitorspannung für $U_1$
9	$U_{1,set}$	Steuerspannung für $U_1$
11	$U_{1A,mon}$	Monitorspannung für $U_{1A}$
13	$U_{1A,set}$	Steuerspannung für $U_{1A}$
2	+5 VDC	Versorgungsspannung
4, 6, 8, 10, 12, 14	Masse	Versorgungsspannung

Tabelle C.1: Anschlußbelegung des Flachband-Stiftgehäuses auf der PMT-Basis ISEG PHQ 5912

### C.2 dAOM

SIGNAL	TYP	BESCHREIBUNG
txen	Ausgang	Halb-Duplex: Senden an/aus
enatx	Ausgang	elektrisch-analoge Pulsübertragung an/aus
HVon	Ausgang	PMT-Hochspannung an/aus
HVErr	Eingang	PMT-Hochspannung : Fehlfunktion

Tabelle C.2: dAOM-Kontrollelektronik: digitale Ein- und Ausgangssignale

SPANNUNG	VERSTÄRKUNG/ DÄMPFUNG	BESCHREIBUNG
ANAIN1	2	Monitorspannung PMT-Hochspannung Dynode 1
ANAIN2	2	Monitorspannung PMT-Hochspannung Anode
ANAIN3	2	dAOM Temperatur
LASmon	-	Monitorspannung optisch-analoge Pulsübertragung
VCC	0.5 (Spannungsteiler)	+5 VDC Niederspannung

Tabelle C.3: dAOM-Kontrollelektronik: analoge Eingangsspannungen

SPANNUNG	DAC.KANAL	BESCHREIBUNG
Ctrl1A	1.1	Steuerspannung PMT-Hochspannung Dynode 1
Ctrl2A	1.2	Steuerspannung PMT-Hochspannung Anode
LASdac	2.1	Steuerspannung (Bias) optisch-analoge Pulsübertragung
CtrlGain	2.2	Steuerspannung (Verstärkung) elektrisch-analoge Pulsübertragung

Tabelle C.4: dAOM-Kontrollelektronik: analoge Ausgangsspannungen

KONTAKT	SIGNAL	BESCHREIBUNG
1, 2	-5 VDC	Versorgungsspannung
3, 4	Masse	Versorgungsspannung
5, 6	LASinp	PMT-Signal
7, 8	LASmon	Monitorspannung
9, 10	LASdac	Steuerspannung (Biasstrom)
11, 12	+5 VDC	Versorgungsspannung

Tabelle C.5: Belegung der Stiftleiste zum LED/LD-Aufsteckmodul











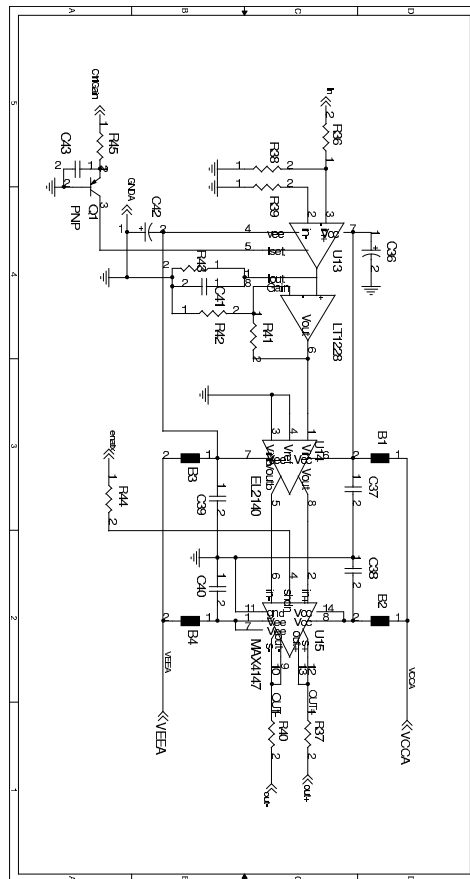


Abbildung C.3: Schaltplan des digitalen Analogen Optischen Moduls (Teil 3)



### C.3 P&C-Modul

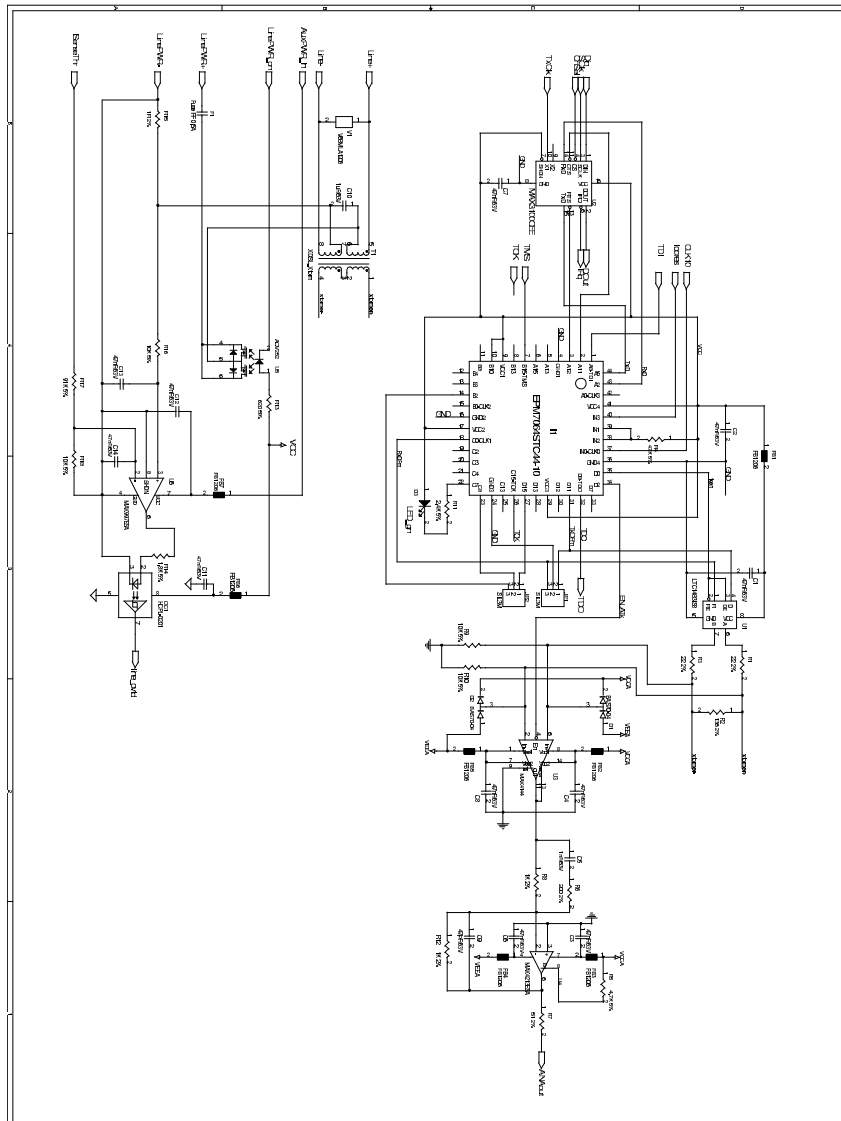
SIGNAL	TYP	BESCHREIBUNG
line_ovld 0..7	Eingang	dAOM-Überstrom: ja/nein
LinePWR_on 0..7	Ausgang	dAOM-Spannungsversorgung: an/aus
chid 0..3	Ausgang	synchrone serielle Schnittstelle: Bauteil-Adressierung
ChSel 0..7, chseldac	Ausgang	synchrone serielle Schnittstelle: Bauteil-Aktivierung

*Tabelle C.6:* P&C-Modul: digitale Kontrollsignale

SPANNUNG	DAC.KANAL	BESCHREIBUNG
ISenseThr	1.A	Schwellenspannung: Überstrom

*Tabelle C.7:* P&C-Modul: analoge Kontrollspannung







## C.4 ORM

SPANNUNG	DAC.KANAL	BESCHREIBUNG
ctrl_amp0	1.A	Verstärkung direkter Signalweg
ctrl_amp1	1.B	Verstärkung verzögerter Signalweg

*Tabelle C.8:* ORM: analoge Kontrollspannung (pro Kanal)









### C.5 dAOM++

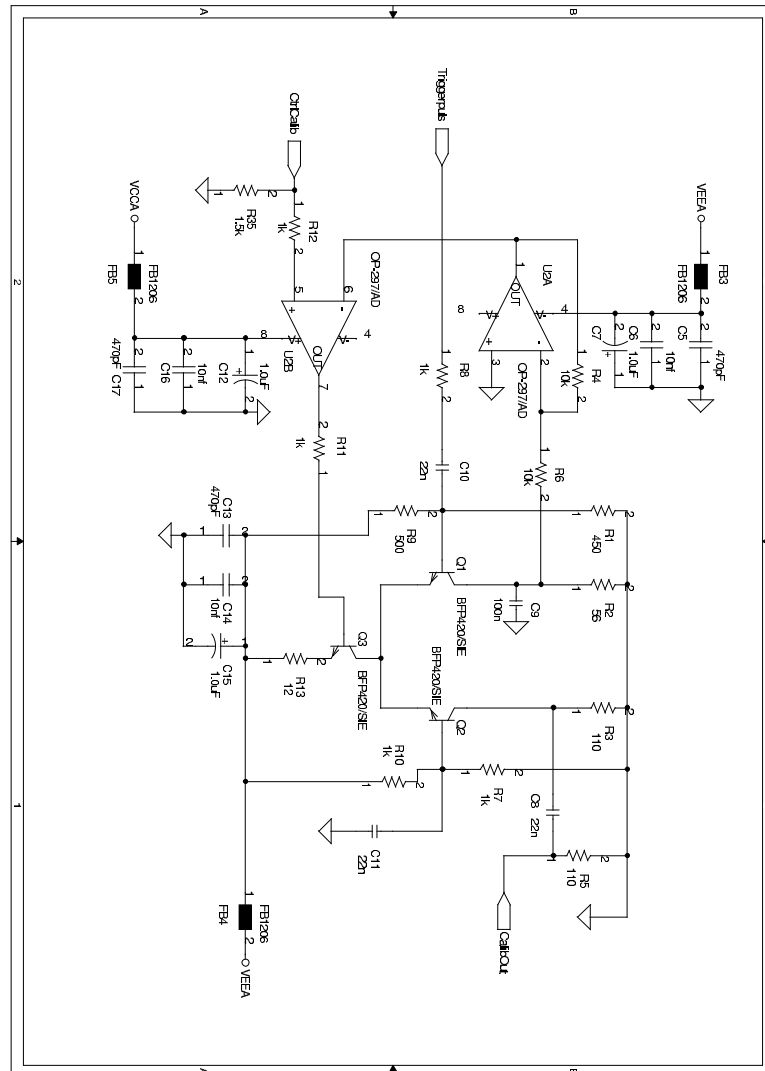


Abbildung C.6: Schaltplan des elektrischen Kalibrationspulsers

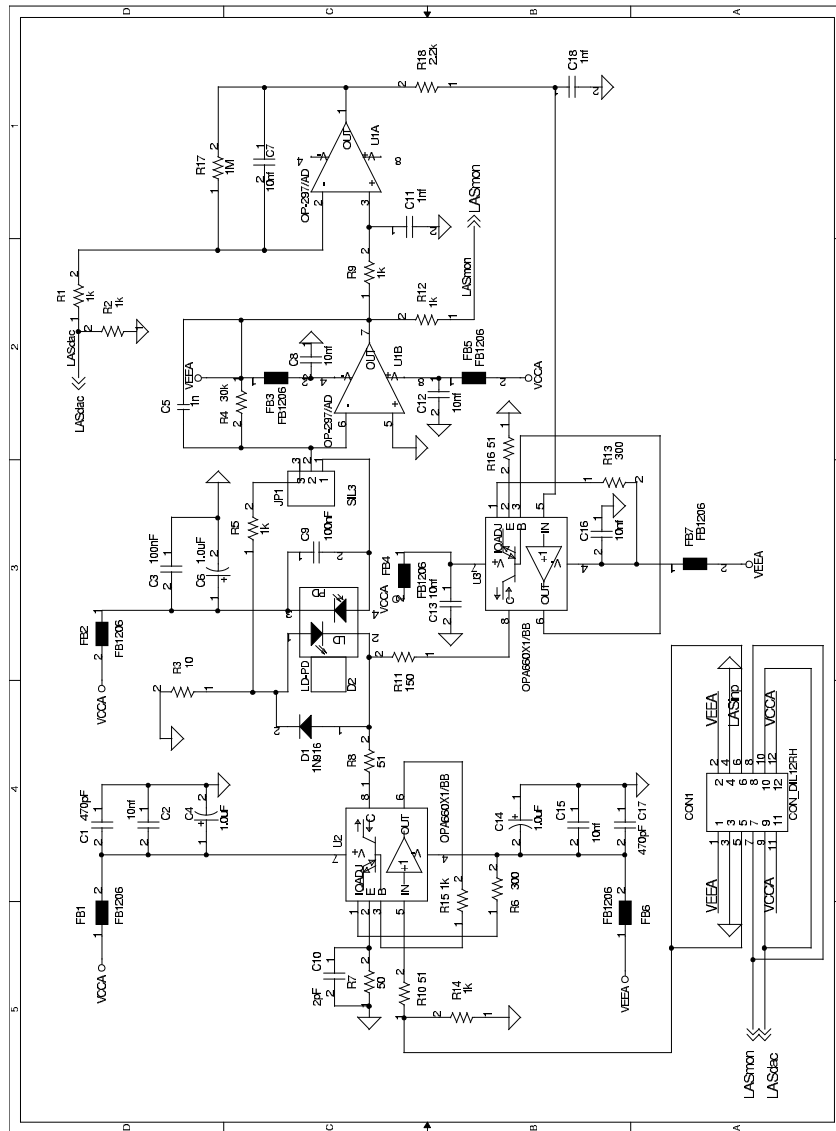


Abbildung C.7: Schaltplan des LD-Aufsteckmoduls mit geknickter Kennlinie

## Anhang D

# 1PE-Spektren der 'elektrischen' digitalen Analogen Optischen Module

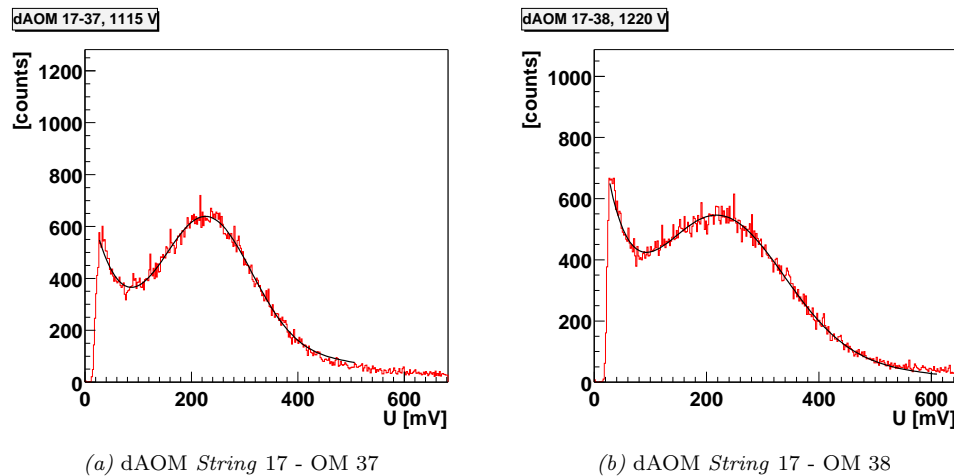
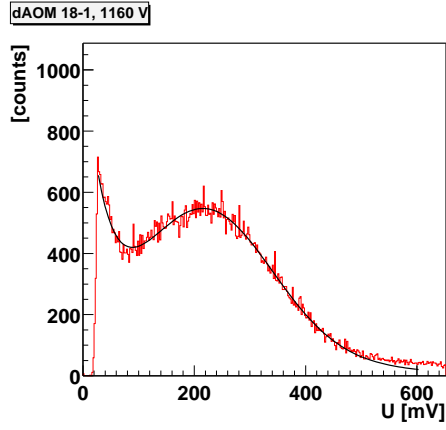
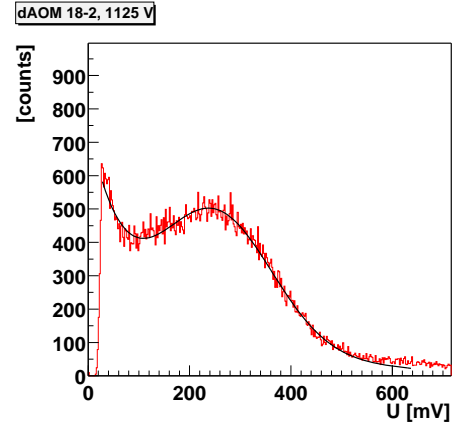


Abbildung D.1: P&C-Amplitudenspektren der digitalen Analogen Optischen Module mit LED-Aufsteckmodul an String 17, die hauptsächlich optisch-analog ausgelesen werden (Stand: 01/2001)

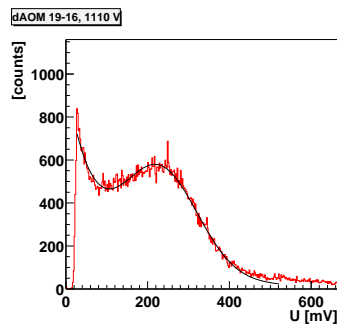


(a) dAOM String 18 - OM 1

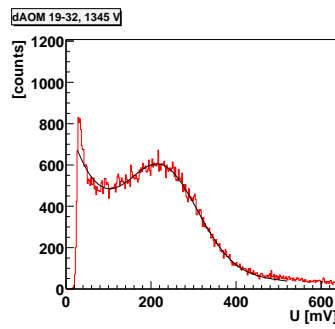


(b) dAOM String 18 - OM 2

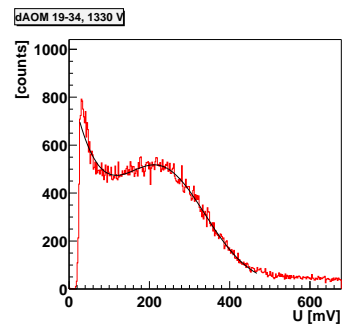
Abbildung D.2: P&C-Amplitudenspektren der digitalen Analogen Optischen Module mit LED-Aufsteckmodul an String 18, die hauptsächlich optisch-analog ausgelesen werden (Stand: 01/2001)



(a) dAOM String 19 - OM 16

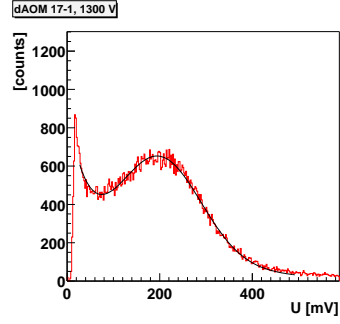


(b) dAOM String 19 - OM 32

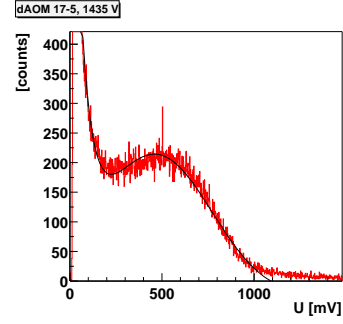


(c) dAOM String 19 - OM 34

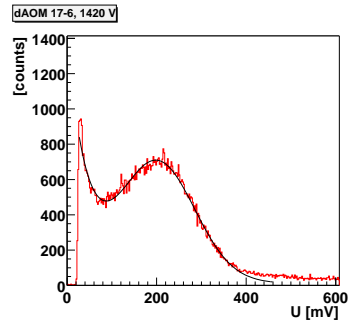
Abbildung D.3: P&C-Amplitudenspektren der digitalen Analogen Optischen Module mit LED-Aufsteckmodul an String 19, die hauptsächlich optisch-analog ausgelesen werden (Stand: 01/2001)



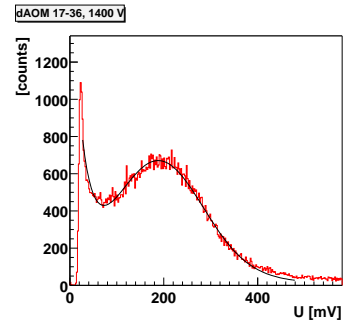
(a) dAOM String 17 - OM 1



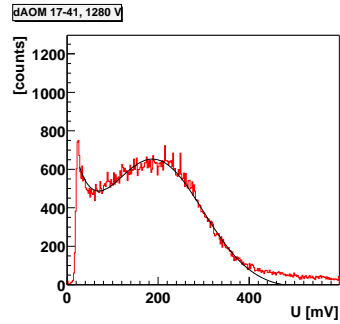
(b) dAOM String 17 - OM 5



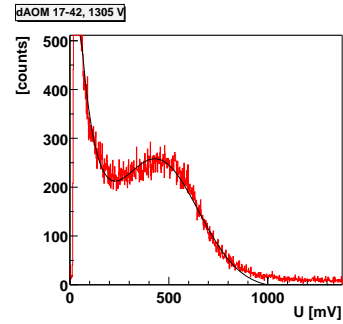
(c) dAOM String 17 - OM 6



(d) dAOM String 17 - OM 36



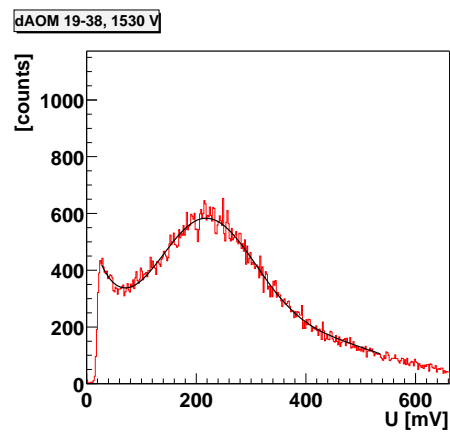
(e) dAOM String 17 - OM 41



(f) dAOM String 17 - OM 42

Abbildung D.4: P&C-Amplitudenspektren der digitalen Analogen Optischen Module an String 17, die nur elektrisch-analog ausgelesen werden (Stand: 01/2001)





(a) dAOM *String* 19 - OM 38

Abbildung D.5: P&C-Amplitudenspektrum des digitalen Analogen Optischen Module an *String* 19, das nur elektrisch-analog ausgelesen wird (Stand: 01/2001)

## Anhang E

# 1PE-Spektren der 'optischen' digitalen Analogen Optischen Module

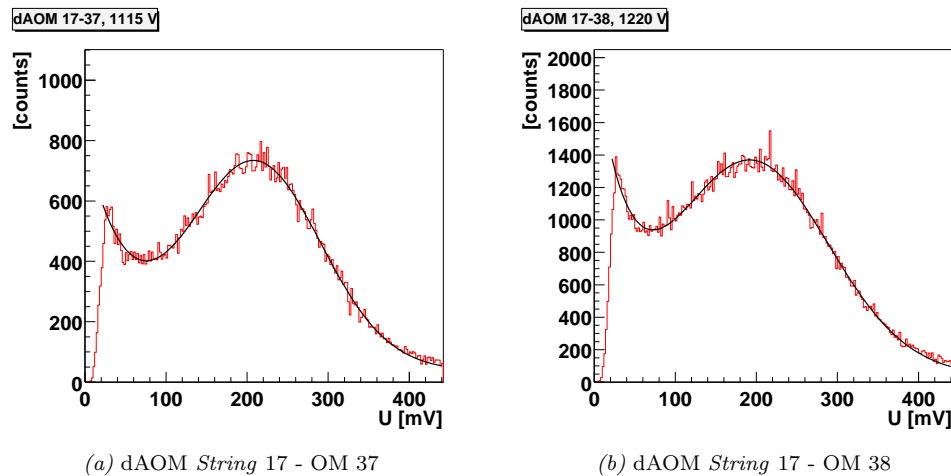
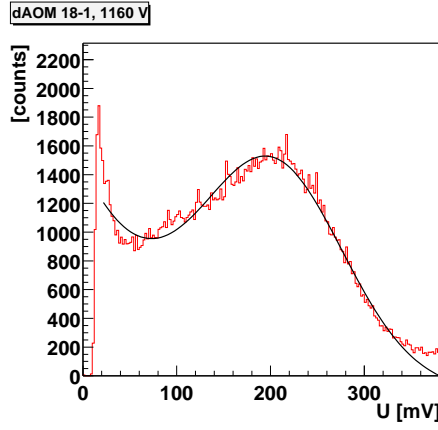
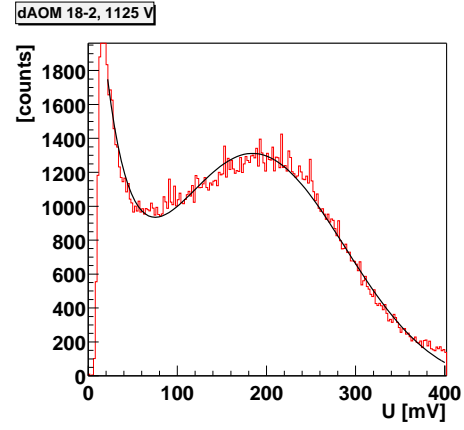


Abbildung E.1: ORB-Amplitudenspektren der digitalen Analogen Optischen Module mit LED-Aufsteckmodul an String 17 (Stand: 01/2001)

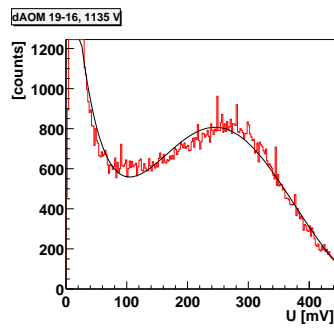


(a) dAOM String 18 - OM 1

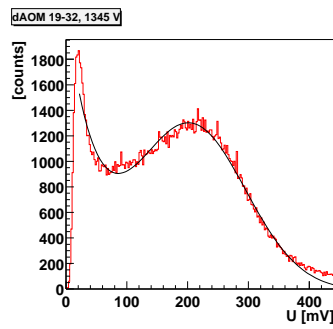


(b) dAOM String 18 - OM 2

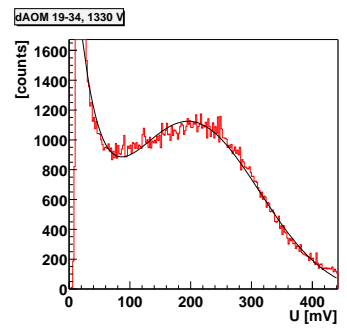
Abbildung E.2: ORB-Amplitudenspektren der digitalen Analogen Optischen Module mit LED-Aufsteckmodul an String 18 (Stand: 01/2001)



(a) dAOM String 19 - OM 16

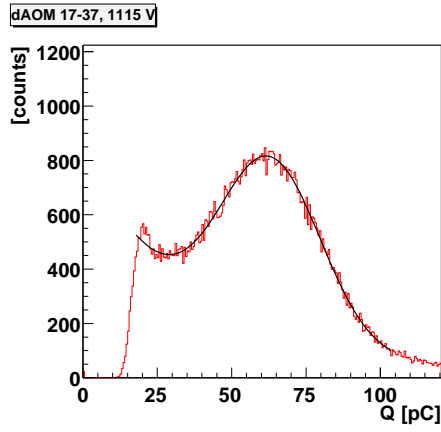


(b) dAOM String 19 - OM 32

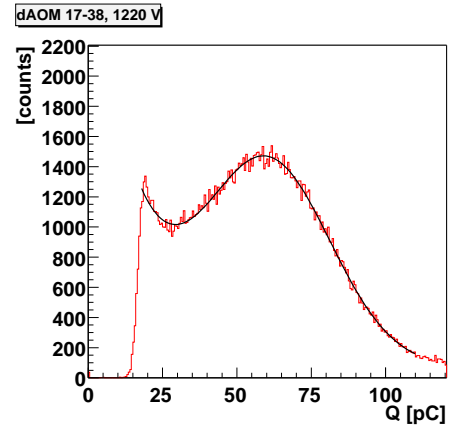


(c) dAOM String 19 - OM 34

Abbildung E.3: ORB-Amplitudenspektren der digitalen Analogen Optischen Module mit LED-Aufsteckmodul an String 19 (Stand: 01/2001)

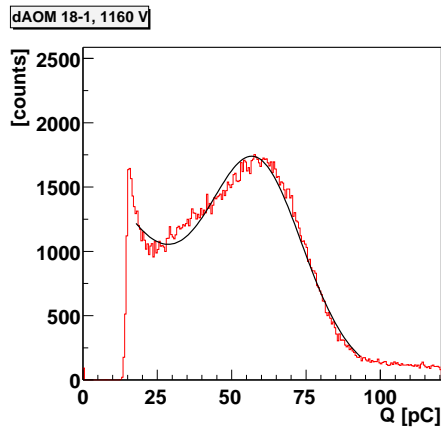


(a) dAOM String 17 - OM 37

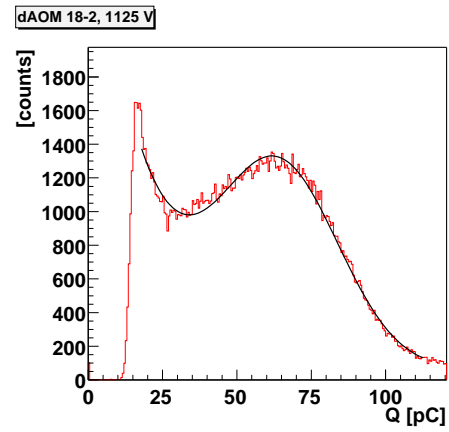


(b) dAOM String 17 - OM 38

Abbildung E.4: ORB-Ladungsspektren der digitalen Analogen Optischen Module mit LED-Aufsteckmodul an String 17 (Stand: 01/2001)

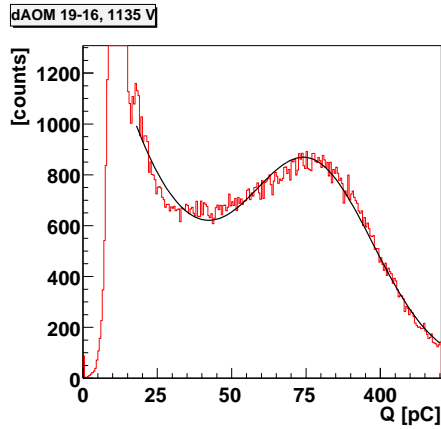


(a) dAOM String 18 - OM 1

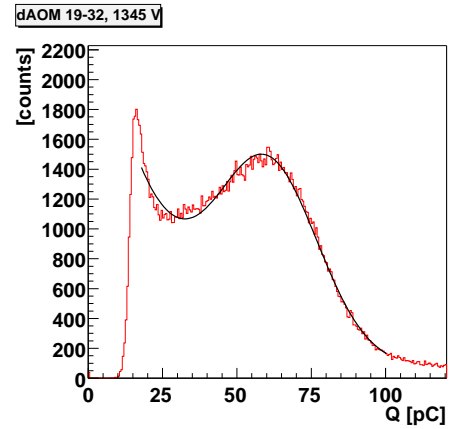


(b) dAOM String 18 - OM 2

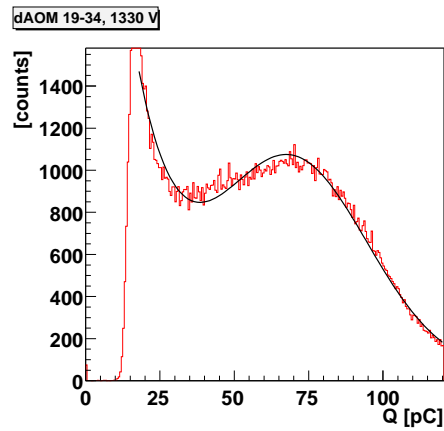
Abbildung E.5: ORB-Ladungsspektren der digitalen Analogen Optischen Module mit LED-Aufsteckmodul an String 18 (Stand: 01/2001)



(a) dAOM String 19 - OM 16



(b) dAOM String 19 - OM 32



(c) dAOM String 19 - OM 34

Abbildung E.6: ORB-Ladungsspektren der digitalen Analogen Optischen Module mit LED-Aufsteckmodul an String 19 (Stand: 01/2001)

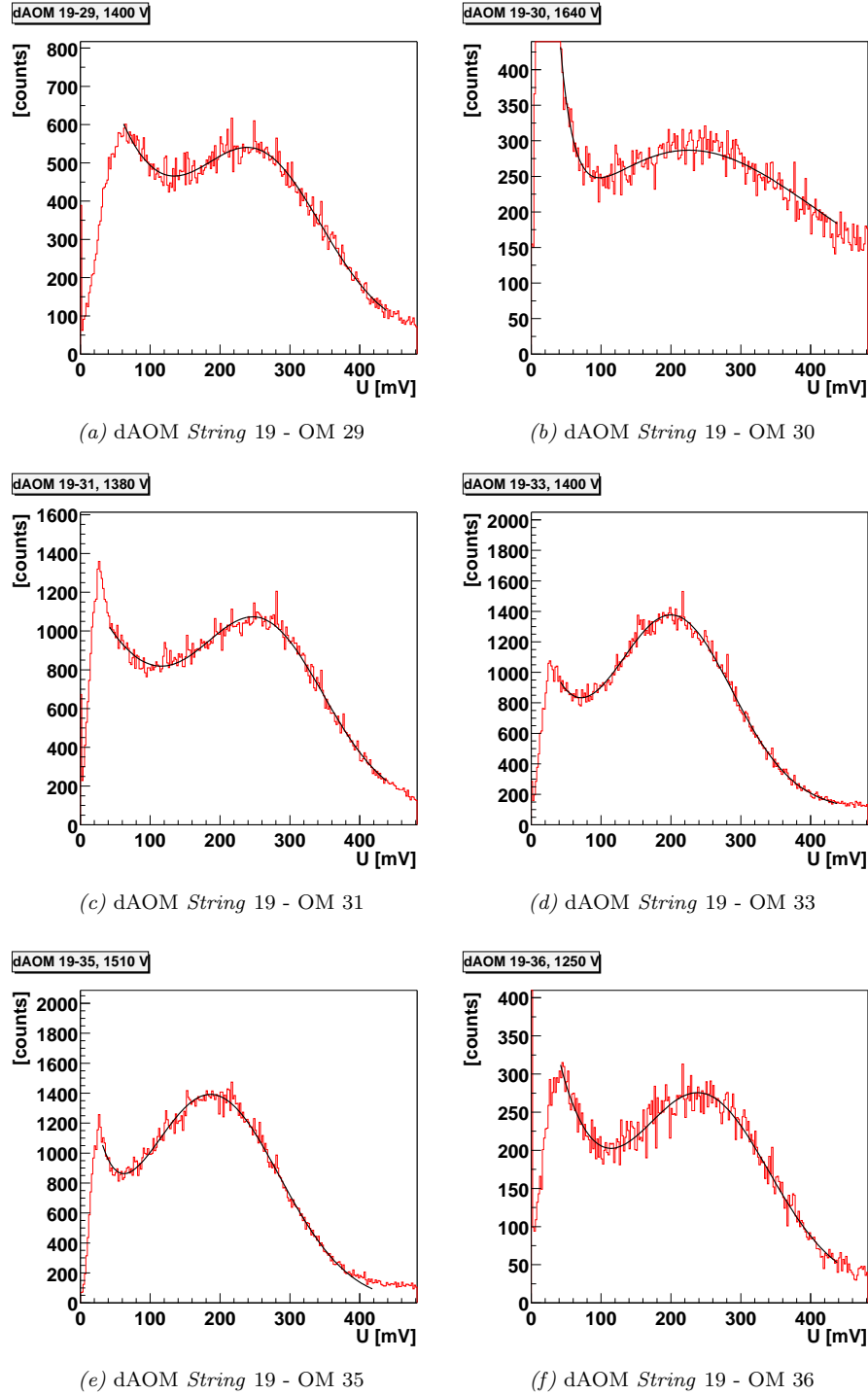


Abbildung E.7: ORM-Amplitudenspektren der digitalen Analogen Optischen Module mit LD-Aufsteckmodul an *String* 19 (Stand: 01/2001)

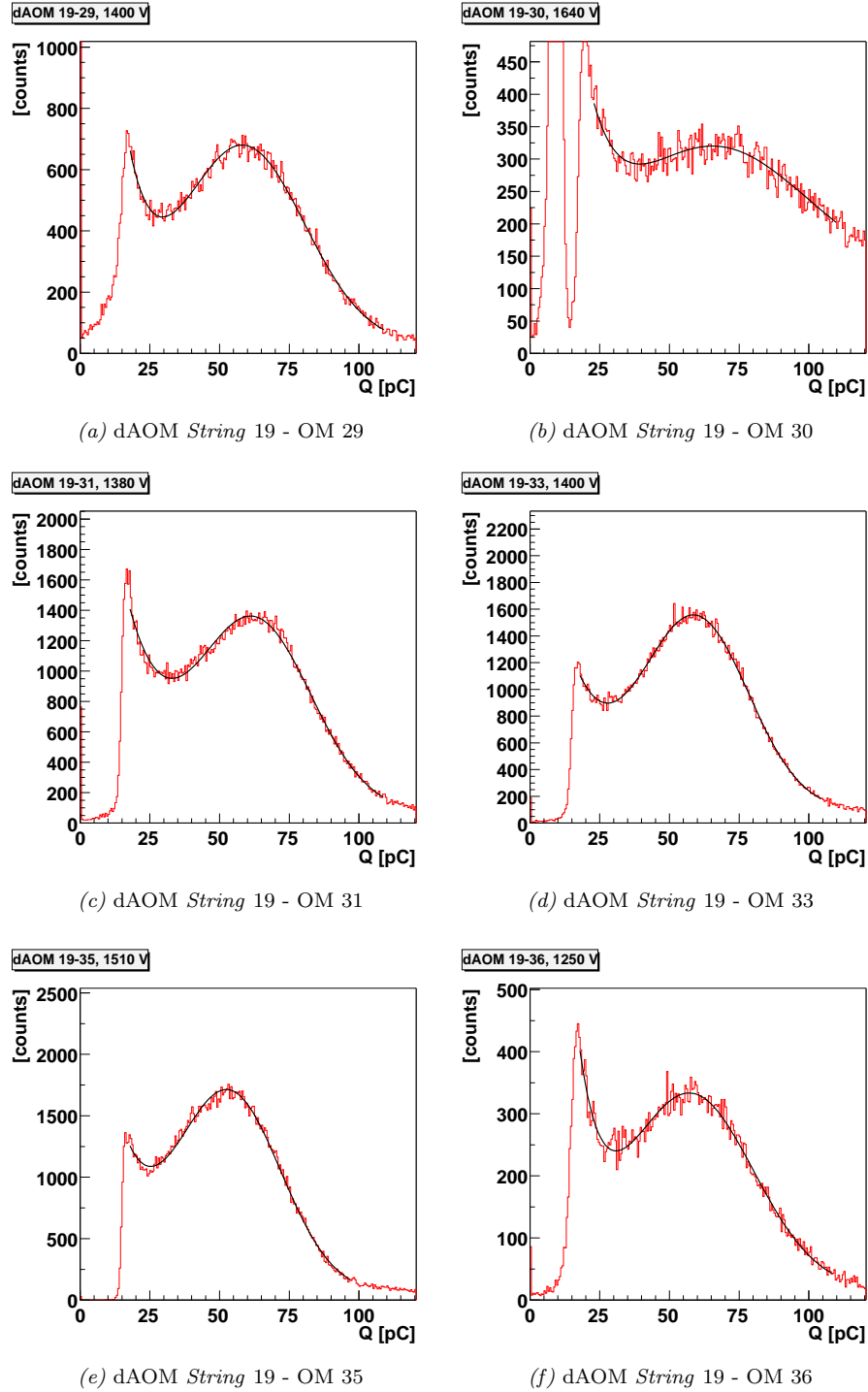


Abbildung E.8: ORM-Ladungsspektren der digitalen Analogen Optischen Module mit LD-Aufsteckmodul an *String* 19 (Stand: 01/2001)

## Compact PCI

Ein *Compact* PCI-System (CPCI-System) ist in elektrischer und logischer Hinsicht sowie von dessen Programmierung her kompatibel mit dem PCI-Standard. Als Standard-Eurosystem ist es aber stärker modular aufgebaut<sup>1</sup>.

Ein CPCI-Segment besteht aus einer passiven Rückverdrahtung mit Steckplätzen für ein Systemmodul und bis zu sieben Peripheriemodulen. Auf dem Systemmodul sind meist ein Prozessor, Speicher, eine PCI-Brücke, ein *Interrupt-Controller*, ein Videoadapter sowie ein *Ethernet*- und *IDE-Controller*, also ein kompletter PC, vereint. Damit stehen dem Benutzer alle Peripherie-Steckplätze zur freien Verfügung.

CPCI-Module gibt es in zwei Größen, dem 3U-<sup>2</sup> und dem 6U-Euroformat<sup>3</sup>. Diese Module werden über zwei bzw. fünf Steckverbinder mit der Rückverdrahtung verbunden. J1 (125 Kontakte) und J2 (110 Kontakte) sind mit dem 64-Bit breiten PCI-Bus belegt. Die Stecker J3 (95 Kontakte), J4 (125 Kontakte) und J5 (110 Kontakte) sind dagegen frei als weiterer Bus oder als Verbindung zur gegenüberliegenden Seite der Rückverdrahtung nutzbar.

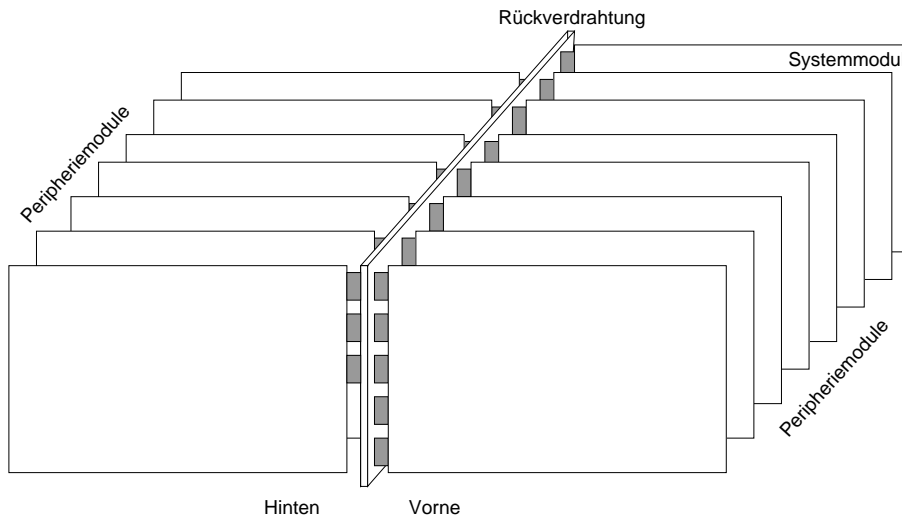


Abbildung F.1: Schematische Darstellung eines CPCI-Systems mit Peripheriemodulen auf der vorderen und hinteren Rückverdrahtung

<sup>1</sup>'Mechanisch' ähnelt es also z.B. einem VME-System.

 $^{2}100\text{ mm} \times 160\text{ mm (H} \times \text{T)}$ <sup>3</sup>233.5 mm × 160 mm (H×T)



Eine Besonderheit des CPCI-Systems ist, daß weitere Peripheriemodule von hinten auf die Rückverdrahtung gesteckt werden können (Abb. F.1). Diese Module haben aber keine Verbindung mit dem PCI-Bus!

Der CPCI-Standard wurde speziell für industrielle Anwendungen entwickelt und ist dementsprechend robust. Module können sogar während des Betriebes ausgetauscht werden<sup>4</sup>. Deshalb sind CPCI-Systeme auch für Datennahmesysteme in der Experimentalphysik interessant, wenngleich eingeräumt werden muß, daß es kaum kommerzielle Module für diese Zwecke gibt. CPCI-Systeme werden nur dann interessant, wenn die Peripheriemodule Eigenentwicklungen sein sollen.

---

<sup>4</sup> *Hot Swap*-Funktionalität

# Literaturverzeichnis

- [AD000a] Analog Devices. Low Cost  $\mu$ P Supervisory Circuits - ADM705-ADM708. Datasheet, 2000.
- [AD000b] Analog Devices. 300 MHz, 1 mA Current Feedback Amplifier - AD8011. Datasheet, 2000.
- [AD001] Analog Devices. High-Speed, 5 V, 0.1  $\mu$ F, CMOS RS-232 Driver/Receiver - ADM202/203. Datasheet, 2001.
- [AD994] Analog Devices. Voltage Output Temperature Sensor with Signal Conditioning - AD22100. Datasheet, 1994.
- [AD999] Analog Devices. Low Distortion Differential ADC Driver - AD8138. Datasheet, 1999.
- [ADa] Analog Devices. +5 V Low Power EIA RS-485 Transceiver - ADM1485. Datasheet.
- [ADb] Analog Devices. High Speed, Video Difference Amplifier - AD830. Datasheet.
- [ADc] Analog Devices. 10-Bit, 65/80/105 MSPS 3 V A/D Converter - AD9214. Datasheet.
- [AGL95] M. Aglietta et al. Proc. 25th ICRC Rome, 2:646, 1995.
- [AHA99a] F. Aharonian et al. The time averaged TeV energy spectrum of Mkn 501 of the extraordinary 1997 outburst as measured with the stereoscopic Cherenkov telescope system of HEGRA. A&A, 349:11, 1999.
- [AHA99b] F. Aharonian et al. Observations of Mkn 421 during 1997 and 1998 in the energy range above 500 GeV with the HEGRA stereoscopic Cherenkov telescope system. A&A, 350:757, 1999.
- [AHA00] F. Aharonian et al. The energy spectrum of TeV gamma rays from the Crab Nebula as measured by the HEGRA system of imaging air Cherenkov telescopes. A&A, 539:317, 2000.
- [AHA01a] F. Aharonian et al. Evidence for TeV gamma ray emission from Cassiopeia A. Preprint A&A, 0102391, 2001.
- [AHA01b] F. Aharonian et al. Reanalysis of the high energy cutoff of the 1997 Mkn 501 TeV energy spectrum. A&A, 366:62, 2001.
- [AHR02] J. Ahrens et al. Search for Supernova Neutrino-Bursts with the AMANDA Detector. Submitted to Astropart. Phys. 16(4):345, 2002.
- [ALT00] Altera. Embedded Processor - Nios Soft Core. Datasheet, 2000.
- [ALT01] Altera. Programmable Logic Device Family - MAX 7000. Datasheet, 2001.
- [ALT02a] Altera. Programmable Logic Device Family - APEX 20K. Datasheet, 2002.

- [ALT02b] Altera. Nios 2.0 CPU. Datasheet, 2002.
- [AMA96] AMANDA-Collaboration. Applied Optics, 1996.
- [AME95] M. Amenomori et al. The Cosmic Ray Energy Spectrum between  $10^{14.5}$  eV and  $10^{16.3}$  eV covering the 'Knee' Region. *Astrophys. J.*, 461:408, 1995.
- [AMP93] AMP-Lytel. 2.5 mm Bayonet Board Mount LED - 259012-2. Datasheet, 1993.
- [AMP95] AMP-Lytel. 2.5 mm Bayonet Board Mount PIN - 259013-1. Datasheet, 1995.
- [ARP97] C. Arpesella, S. Basa, F. Montanet. Test results of a 14 stage 8" Hamamatsu photo-multiplier (R5912-02). Internal Note, ANTARES-OM-97-5, 1997.
- [ASA91] K. Asakimori et al. Proc. 23rd ICRC Calgary, 2:25 (1993) und Proc. 22nd ICRC Dublin, 2:57 und 97, 1991.
- [ASA97] K. Asakimori et al. Proc. 25th ICRC Durban, 4:1, 1997.
- [AT001] Agilent Technologies. 1300 nm Fiber Optic Transmitter and Receiver - HFBR-1312T/2316T. Datasheet, 2001.
- [AT999a] Agilent Technologies. High-Linearity Analog Optocouplers - HCNR200/201. Datasheet, 1999.
- [AT999b] Agilent Technologies. Very High CMR, Wide  $V_{cc}$  Logic Gate Optocouplers - HCPL-2201/02, HCPL-2211/12, HCPL-2231/32, HCPL-0201/12, HCNW-2201/11. Datasheet, 1999.
- [AUG95] Auger collaboration. Pierre Auger Project Design Report, 1995.
- [BAL85] R. M. Baltrusaitis et al. Limits on deeply penetrating particles in the  $> 10^{17}$  eV cosmic-ray flux. *Phys. Rev. D*, 31, 1985.
- [BAL99] V. A. Balkanov et al. The Lake Baikal Neutrino Telescope NT-200: First year of operation. Proc. 26th ICRC Salt Lake City, 2:217, 1999.
- [BAL00] V. A. Balkanov et al. An upper limit on the diffuse flux of high energy neutrinos obtained with the Baikal detector NT-96. *Astropart. Phys.*, 14:61, 2000.
- [BAT] <http://coss.gsfc.nasa.gov/coss/batse/index.html>.
- [BER97] L. Bergström, J. Edsjö, P. Gondolo. Indirect neutralino detection rates in neutrino telescopes. *Phys. Rev. D*, 55:1765, 1997.
- [BEU94] K. Beuth, W. Schmusch. Grundsaltungen. Vogel Fachbuch, 1994.
- [BHA00] P. Bhattacharjee, G. Sigl. Origin and Propagation of extremely High Energy Cosmic Rays. *Phys. Rept.*, 327:109, 2000.
- [BIE93] P. L. Biermann. *A&A*, 271:649, 1993.
- [BIR95] D. J. Bird. Currents in High-Energy Astrophysics. Eds. M. M. Shapiro, R. Silberberg, J. P. Wefel, Kluwer Academic Publisher, 135, 1995.
- [BIR97] A. Biron et al. Upgrade of AMANDA-B towards AMANDA-II. Proposal submitted to the PRC, DESY, 1997.
- [BON00] I. H. Bond et al. The Very Energetic Radiation Imaging Telescope Array System (VERITAS). Proposal submitted to DOE/NSF, 2000.

- [BOR94] A. Borione et al. A large Air Shower Array to search for Astrophysical Sources emitting Gamma Rays with Energy  $\geq 10^{14}$  eV. Nucl. Instr. Meth. A, 346:329, 1994.
- [BOT99] S. Bottai. Nestor: a Status Report. Proc. 26th ICRC Salt Lake City, 2:456, 1999.
- [BUR89] Burle Industries Inc. Photomultiplier Handbook, 1989.
- [BUR90] T. H. Burnett et al. Astrophys. J., 349:L25, 1990.
- [BUR92] A. Burrows, D. Klein, R. Gandhi. The future of supernova neutrino detection. Phys. Rev. D, 45(10):2726, 1992.
- [BUR95] Burr-Brown. Widebandwidth OPERATIONAL TRANSCONDUCTANCE AMPLIFIER AND BUFFER - OPA660. Datasheet, 1995.
- [BUR98] Burr-Brown. Wideband, Low Power Voltage Feedback OPERATIONAL AMPLIFIER - OPA650. Datasheet, 1998.
- [BUR01] Burr-Brown. Wideband, Current Feedback OPERATIONAL AMPLIFIER WITH DISABLE - OPA681. Datasheet, 2001.
- [CAS97] M. Cassidy et al. Proc. 25th ICRC Durban, 5:189, 1997.
- [CAW90] M. F. Cawley et al. Exp. Astron., 1:17, 1990.
- [CHA97] P. M. Chadwick et al. Proc. 25th ICRC Durban, 1997.
- [COR] J. Cortina. The MAGIC telescope for gamma-ray astrophysics above 10-30 GeV. Proc. New Worlds in Astroparticle Physic 2000.
- [COW56] C. L. Cowan, F. Reines. Nature, 178, 1956.
- [CUN83] G. Cunningham et al. Proc. 18th ICRC, 2:157, 1983.
- [DAN77] T. V. Danilova et al. Proc. 15th ICRC Plovdiv, 8:129, 1977.
- [DAU97a] A. Daum et al. First Results on the Performance of the HEGRA IACT Array. Astropart. Phys., 8:1, 1997.
- [DAU97b] A. Daum. The Stereoscopic System Of The Imaging Atmospheric Cherenkov Telescopes Of The HEGRA-Collaboration. Proc. 25'th ICRC Durban, 1997.
- [DAW97] B. R. Dawson et al. Proc. 25th ICRC Durban, 4:17, 1997.
- [DES] P. Desiati. <http://amanda.physics.wisc.edu/desiati/dAOM/qtclient.html>.
- [DOS98] R. Dossi et al. Methods for precise photoelectron counting with photomultipliers. INFN/TC-98/18, 1998.
- [DRO01] V. Drozdov, H. Leich. Design of a prototype for fast communication over the AMANDA TQ cable for the new DOM design, 2001.
- [DZH01] Z. Dzhilkibaev et al. A dearch for very high energy neutrinos with the Baikal Neutrino Telescope. Proc. of the 9th International Workshop 'Neutrino Telescopes', 2001.
- [EFI91] N. N. Efimov et al. Astrophysical Aspects of Most Energetic Cosmic Rays. Eds. M. Nagano, F. Takahara, World Scientific, 20, 1991.
- [EGR] <http://coss.gsfc.nasa.gov/coss/cgro/egret.html>.
- [ELA95] Elantec. 150 MHz Differential Twisted Pair Driver - EL2140C/EL2141C. Datasheet, 1995.

- [ETL00] Electron Tubes Limited. 200 mm (8") Hemispherical Photomultiplier - Type 9353KB. Datasheet, 2000.
- [EWW91] Avalanche transistor for fast power pulses. Electronics World + Wireless World, 439, 1991.
- [FAI01] Fairchild Semiconductor. 8-Bit, 250 MSPS ADC WITH DEMUXED OUTPUTS - SPT7721. Datasheet, 2001.
- [FER49] E. Fermi. Phys. Rev., 75:1169, 1949.
- [FIC86] C. E. Fichtel, J. Linsley. Astrophys. J., 300:474, 1986.
- [FOM91] Yu. A. Fomin et al. Proc. 22nd ICRC Dublin, 2:85, 1991.
- [FRA97] D. A. Frail et al. Spectral Constraints on the Redshift of the optical Counterpart to the Gamma Ray Burst of 8 May 1997. Nature, 387:878, 1997.
- [GAI90] T. K. Gaisser. Cosmic Rays and Particle Physics. Cambridge University Press, 1990.
- [GAI95] T. K. Gaisser, F. Halzen, T. Stanev. Particle Physics with High Energy Neutrinos. Phys. Reports, 258:175, 1995.
- [GAN96] R. Gandhi, Ch. Quigg, M. Hall Reno, Sarcevic. Ultrahigh-energy neutrino interactions. Astropart. Phys., 5:81, 1996.
- [GER89] Ch. Gerthsen, H. O. Kneser, H. Vogel. Physik. Springer Lehrbuch, 1989.
- [GLA] <http://glast.gsfc.nasa.gov/>.
- [GRE66] K. Greisen. Phys. Rev. Letters, 16:478, 1966.
- [GRI71] N. L. Grigorov et al. Yad. Fiz., 11:1058 (1970) und Proc. 12th IDRC Hobart, 2:206, 1971.
- [GRI90] P. K. F. Grieder et al. The DUMAND stage II detector and its capabilities. Proc. 23rd ICRC, Adelaide, 4:357, 1990.
- [GRO] <http://coss.gsfc.nasa.gov/coss/>.
- [GRO00] D. E. Groom et al. Review of Particle Physics. The European Physical Journal C, Vol. 15, No. 1-4, 2000.
- [H189] H1 Collaboration. 16 Channel VME-FADC (104 MHz/8 bit/Nonlinear) - F 1001. Datasheet, 1989.
- [HAMa] Hamamatsu Photonics K. K. Photomultiplier Tube - principle to application.
- [HAMb] Hamamatsu Photonics K. K. Photomultiplier Tubes - Construction and Operating Characteristics.
- [HAM98a] Hamamatsu Photonics K. K.. Photomultiplier Tube - R5912-02. Datasheet, 1998.
- [HAM98b] Hamamatsu Photonics K. K.. Photomultiplier Tube - R7081-20. Datasheet, 1998.
- [HAM98c] Hamamatsu Photonics K. K.. Photomultiplier Tube - R5912. Datasheet, 1998.
- [HAN67] J. P. Hansen, W. A. Schmidt. A Fast Risettime Avalanche Transistor Pulse Generator for Driving Injection Lasers. Proc. IEEE, 216-217, 1967.
- [HAR99] R. C. Hartman et al. Astrophys. J., 123:79H, 1999.

- [HEL01] M. Hellwig et al. Study of AMANDA OM-noise. Interner Bericht AMANDA-IR/20010301, 2001.
- [HES12] V. F. Hess. Physik. Zeitschrift, 13:1084, 1912.
- [HIL84] A. M. Hillas. Ann. Rev. Astron. Astrophys., 22:425, 1984.
- [HON] Honeywell. High Speed Fiber Optic VCSEL - HFE4080-321. Datasheet.
- [HUB99] J. Hubbard. Status of the Antares Project. Proc. 26th ICRC Salt Lake City, 2:436, 1999.
- [ICC01a] ICECUBE Collaboration. IceCube Conceptual Design Document, 2001.
- [ICC01b] ICECUBE Collaboration. Preliminary Design Document, 2001.
- [INF] Infineon Technologies. Infineon Technologies kündigt Durchbruch bei 1300-nm-VCSEL-Technologie für optische Kommunikationsanwendungen an. Pressemitteilung, 5. 4. 2001.
- [INNa] Innocor. Bit-HDLC Controller. Datasheet.
- [INNb] Innocor. Data Encoder/Decoder. Datasheet.
- [ISE99] *ISEG Spezialelektronik GmbH. Integrierte Hochspannungsquelle für R5912 - PHQ 5912*, 1999.
- [JAY] V. Jayaraman et al. High Temperature 1300 nm VCSELs for single mode fiber-optic communication.
- [KAL85] N. N. Kalmykov, G. B. Christiansen. J. Phys. G: Nucl. Part. Phys., 12:151, 1985.
- [KAT94] J. I. Katz. Astrophys. J., 422:248, 1994.
- [KIF95] T. Kifune et al. VERY HIGH-ENERGY GAMMA RAYS FROM PSR1706-44. Astrophys. J., 438:L91, 1995.
- [KLA97] H. O. Klages et al. Proc. 25th ICRC Durban, 6:141, 1997.
- [KOH99] A. Kohnle. HESS - the High Energy Stereoscopic System. Proc. 26th ICRC Salt Lake City, 5:239, 1999.
- [KOW00] M. Kowalski. On the Reconstruction of Cascade-Like Events in the AMANDA Detector. Diplomarbeit, Humboldt-Universität zu Berlin, Mathematisch-Naturwissenschaftliche Fakultät I, 2000.
- [LEA00] J. G. Learned, K. Mannheim. High-Energy Neutrino Astrophysics. Annu. Rev. Nucl. Part. Sci. 50:679, 2000.
- [LEU01a] M. Leuthold. Search for Cosmic High Energy Neutrinos with the AMANDA-B10 Detector. Dissertation, Humboldt-Universität zu Berlin, Mathematisch-Naturwissenschaftliche Fakultät I, 2001.
- [LEU01b] M. Leuthold. IceCube Performance Studies. AMANDA Internal Report, 2001.
- [LON92] M. S. Longair. High Energy Astrophysics. Cambridge Univ. Press, 1992.
- [LTa] Linear Technology. Ultra-low Power RS485 low EMI Transceiver with Shutdown - LTC1483. Datasheet.
- [LTb] Linear Technology. Dual 12-Bit Rail-to-Rail Micropower DACs in SO-8 - LTC1446/LTC1446L. Datasheet.

- [LTc] Linear Technology. 100 MHz Current Feedback Amplifier with DC Gain Control - LT1228. Datasheet.
- [LUBa] B. K. Lubsandorzhiev, P. G. Pokhil, Ch. Spiering. Interner Bericht.
- [LUBb] B. K. Lubsandorzhiev. Private Mitteilung.
- [LÜK92] H. D. Lüke. Signalübertragung. Springer-Lehrbuch, 1992.
- [MAN95] K. Mannheim. High-Energy neutrinos from extragalactic jets. *Astropart. Phys.*, 3:295, 1995.
- [MAN01] K. Mannheim, R. J. Protheroe, J. P. Rachen. On the cosmic ray bound for models of extragalactic neutrino production. *Phys. Rev. D*, 63, 023003, 2001.
- [MAR99] M. Martinez. The MAGIC Telescope project. Proc. 26th ICRC Salt Lake City, OG 4.3.08, 1999.
- [MAX96] Maxim. 300 MHz, Low-Power High-Output-Current Differential Line Driver - MAX4147. Datasheet, 1996.
- [MAX97a] Maxim. SPI/Microwire-Compatible UART in QSOP-16 - MAX3100. Datasheet, 1997.
- [MAX97b] Maxim. Ultra-Low-Power, Single-Supply OpAmp + Comparator + Reference - MAX951/MAX952/MAX953/MAX954. Datasheet, 1997.
- [MAX98a] Maxim. Miniature, 300 MHz, Single Supply, Rail-to-Rail OpAmps with Enable - MAX4212/MAX4213/MAX4216/MAX4218. Datasheet, 1998.
- [MAX98b] Maxim. High-Speed, Low-Distortion, Differential Line Receivers - MAX4144/MAX4145/MAX4146. Datasheet, 1998.
- [MC] Mini-Circuits. RF Transformers, Wideband, 4 kHz to 1500 MHz, 12.5 to 1800  $\Omega$ . Datasheet.
- [MES97] P. Mészáros, M. J. Rees. *Astrophys. J.*, 476:232, 1997.
- [MIT] Mitsubishi. FC-Connectorized Module - FU-17SLD-F1. Datasheet.
- [MUR99] Muraishi et al. Proc. 26th ICRC Salt Lake City, OG2.2.20, 1999.
- [NAG84] M. Nagano et al. *J. Phys. G*, 10:1295, 1984.
- [NAI] NAI S. HE Type 1-Channel (Form A) Type PhotoMOS RELAYS - AQV25x. Datasheet.
- [NAT99] National Semiconductor. Ultra Low Noise Wideband Op Amp - CLC425. Datasheet, 1999.
- [NAT00] National Semiconductor. Low-Power, Variable Gain Amplifier - CLC5523. Datasheet, 2000.
- [NEL93] L. Nellen, K. Mannheim, P. L. Biermann. Neutrino production through hadronic cascades in AGN accretion disks. *Phys. Rev. D*, 47:5270, 1993.
- [NIE00] P. Niessen. Search for relativistic magnetic monopoles with the AMANDA detector. Dissertation, Humboldt-Universität zu Berlin, Mathematisch-Naturwissenschaftliche Fakultät I, 2000.
- [NIK97] S. I. Nikolsky. Proc. 25th ICRC Durban, 6:105, 1997.
- [OEC99] OECA. LQ5-1310-3,0f / Receptacle - ML725 B8F. Datasheet, 1999.

- [PAC93] B. Paczyński, J. Rhoads. *Astrophys. J.*, 418:L5, 1993.
- [PAR97] J. Paradijs et al. *Nature*, 386:783, 1997.
- [PDG00] Particle Data Group. Review of particle physics. *The European Physical Journal C*, 15:1, 2000.
- [PER01] L. Perrone et al. Neutrino Astronomy with MACRO. *Proc. 27th ICRC Hamburg*, 2001.
- [PHI94] Philips Photonics. Photomultiplier tubes - principles & applications, 1994.
- [PHI97] Philips. CAN controller interface - PCA82C250. Datasheet, 1997.
- [PHO] Photonis. Photomultiplier Tube.
- [PRO96] R. J. Protheroe, P. Johnson. Propagation of ultra high energy protons and gamma rays over cosmological distances and implications for topological defect models. *Astropart. Phys.*, 4:253, 1996.
- [PTU93] V. S. Ptuskin, S. I. Rogovaya, V. N. Zirakashvili. *A&A*, 268:726, 1993.
- [RAW01] K. Rawlins, T. Schmidt, K.-H. Sulanke, P. Desiati, J. Madsen. Returning the ORB gains, 2001.
- [RHO96a] W. Rhode et al. The status of the HEGRA experiment at La Palma. *Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.)*, 48:491, 1996.
- [RHO96b] W. Rhode et al. Limits on the flux of very high energy neutrinos with the Frejus detector. *Astropart. Phys.*, 4:217, 1996.
- [ROE99] A. Roehring et al. *Proc. 26th ICRC Salt lake City*, 1:214, 1999.
- [ROS99] D. Ross, J. Kim, J. Regele. Variability of OM amplitude. AMANDA-Kollaborationstreffen Brüssel, 1999.
- [SAL81] B. E. A. Saleh, J. T. Tavalacci, M. C. Teich. *IEEE J. Quant. Electron.*, QE-17:2341, 1981.
- [SCH01] T. Schmidt et al. The digital Analog Optical Module (dAOM) - a technology for the AMANDA Experiment at the South Pole. *Proc. CHEP Beijing*, 9-007, 2001.
- [SHI99] A. Shiomi. *Proc. 26th ICRC Salt Lake City*, 1999.
- [SIE97] Siemens. Microcomputer Components, 8-Bit CMOS Microcontroller - C515. Datasheet, 1997.
- [SOK89] P. Sokolsky. Introduction to Ultrahigh Energy Cosmic Ray Physics. *Frontiers in Physics Vol. 76*, Addison-Wesley, 1989.
- [SPI00] C. Spiering. Future High Energy Neutrino Telescopes. *Nucl. Phys. Proc. Suppl.* 91:445, 2000.
- [ST995] SGS-Thomson. Complementary Silicon Power Transistors - 2N5190/91/92 + 2N5193/94/95. Datasheet, 1995.
- [STE] P. Steffen. Private Mitteilung.
- [STE91] F. Stecker, L. Done, M. H. Salamon, P. Sommers. High-Energy Neutrinos from Active Galactic Nuclei. *Phys. Rev. Letters*, 66:2697, 1991.
- [STE96] F. Stecker, M. Salamon. High energy neutrinos from quasars. *Space Sci. Rev.*, 75:341, 1996.



- [SUD01] P. Sudhoff. Systematische Untersuchungen an optischen Modulen im AMANDA Experiment. Diplomarbeit, Humboldt-Universität zu Berlin, Mathematisch-Naturwissenschaftliche Fakultät I, 2001.
- [SWO93] S. P. Swordy et al. Elemental abundances in the local cosmic rays at high-energies. *Astrophys. J.*, 403:658, 1993.
- [SWO95] S. P. Swordy. *Proc. 24th ICRC Rome*, 2:697, 1995.
- [SZA94] A. P. Szabo, R. Protheroe. Implications of particle acceleration in active galactic nuclei for cosmic rays and high-energy neutrino astronomy. *Astropart. Phys.*, 2:375, 1994.
- [TES93] M. Teshima. *Proc. 23rd ICRC Calgary, Invited Papers*, 257, 1993.
- [TLa] TrueLight. Connectorized High-speed GaAs PIN - TRR-8A33. Datasheet.
- [TLb] TrueLight. Connectorized High-speed VCSEL with monitor PD - TTR-1A42-xxx/TTR-1A43-xxx. Datasheet.
- [TRA] TRACO-Power Products. DC/DC Converter - TMH Series 2 Watt. Datasheet.
- [TSU81] Y. Tsuchiya, A. Takeshima, M. Hosoda. Stable ultrashort laser diode pulse generator. *Rev. Sci. Instrum.*, 52(4):579, 1981.
- [WAX95] E. Waxman. Cosmological Gamma Ray Bursts and the highest Energy Cosmic Rays. *Phys. Rev. Letters*, 75:386, 1995.
- [WAX99] E. Waxman, J. Bahcall. Cosmological Gamma Ray Bursts and the highest Energy Cosmic Rays. *Phys. Rev. D*, 54, 023002, 1999.
- [WEE89] T. C. Weekes et al. Observations of TeV Gamma Rays from the Crab Nebula using the Atmospheric Cerenkov Imaging Technique. *Astrophys. J.*, 342:379, 1989.
- [WIL00] C. T. R. Wilson. *Proc. Cambr. Soc.*, 11:52, 1900.
- [WIL94] R. J. Wilkes. DUMAND and AMANDA: high-energy neutrino astrophysics. *Proc. 22nd Annual SLAC Summer Institute on Particle Physics: Particle Physics, Astrophysics and Cosmology*, 1994.
- [WIN86] M. M. Winn et al. *J. Phys. G*, 12:653, 1986.
- [WIS01] H. Wissing. Detection of Cosmic Muon-Neutrinos with ICECUBE. Diplomarbeit, Humboldt-Universität zu Berlin, Mathematisch-Naturwissenschaftliche Fakultät I, 2001.
- [WOS] K. Woschnagg et al. <http://amanda.berkeley.edu/kurt/ice2000/hq.html>.
- [WOS99] K. Woschnagg. Optical properties of South Pole ice at depths from 140-meters to 2300-meters. *Proc. 26th ICRC Salt Lake City*, 1999.
- [WRI55] D. A. Wright. *Semi-conductors*. Methuen and Co., New York, 1955.
- [XIC01] XICOR. X28HC256. Datasheet, 2001.
- [XIL00] XILINX. 64 Macrocell CPLD with Enhanced Clocking - XCR5064C. Datasheet, 2000.
- [YOS95] S. Yoshida et al. The Cosmic Ray Energy Spectrum above  $3 \cdot 10^{18}$  eV measured by the AKENO Giant Air Shower. *Phys.*, 3:105, 1995.
- [YOS97] T. Yoshikoshi et al. Very High-Energy Gamma Rays from the Vela Pulsar Direction. *Astrophys. J.*, 487:L65, 1997.

- [ZAT66] G. T. Zatsepin, V. A. Kuz'min. JETP Letters, 4:78, 1966.
- [ZET95a] Zetex. NPN Silicon Planar Avalanche Transistor - ZTX415. Datasheet, 1995.
- [ZET95b] Zetex. SOT23 NPN Silicon Planar Avalanche Transistor - FMMT415/417. Datasheet, 1995.
- [ZMD01] ZMD. U634H256. Datasheet, 2001.



## Danksagung

Die vorliegende Arbeit entstand im Rahmen des AMANDA-Experimentes. Ich möchte mich deswegen bei allen Mitgliedern der Kollaboration und bei Christian Spiering als dem Vertreter der Zeuthener Gruppe bedanken.

Bedanken möchte ich mich auch bei Herrn Prof. H. Kolanoski, weil er bereit war mich offiziell zu betreuen und meine Arbeit zu begutachten. Ebenso möchte ich mich bei den Gutachtern Prof. P. Söding und Prof. L. Köpke bedanken.

Wie kaum ein anderer in der Zeuthener AMANDA-Gruppe habe ich mit allen Teilen des DESY Zeuthen zusammengearbeitet. Herrn U. Gensch und den Kollegen sei darum ebenfalls gedankt.

Mein besonderer Dank gilt zudem:

Karl-Heinz Sulanke, Boris Plesnik, Thorsten Thon, Thomas Mikolajski, Bajarto Lubsandorzhev, Frau Mende, Tonio Hauschildt, Arne Jägers, Uppercut, Ole Streicher, Sebastian Boeser, Francis Halzen, Frau Langner, Manfred Biastoch, Andrea Silvestri, Bob Morse, Helga Schwendicke, Frau Ücker, Recycle, Christine Joithe, Peter Steffen, Frau Radicke, Eckart Lorenz, Vladimir Drozdov, Frau Scheibel, Mario Pohl, hard:edged, Henrike Wissing, Olaf Gräber, Alexander Biron, Peter Sudhoff, Mirjam Schulz, Frau Leistikow, Herrn Feder, Wolfgang Eick, Stefan Hundertmark, Phil Romenesko, Phil Robl, Markus Gaug, Stephan Wiesand, Robert Schwarz, Ralf Wischneswki, Herrn Philipp, Herrn Commichau, Matthias Leuthold, Holger Leich, Steve Barwick, Adam Bouchta, Markus Schade, Kathrin Rawlins, Paolo Desiati, Marc Hellwig, Thorsten Kleinwort, Steffen Richter, Karl-Heinz Becker, Frau Behrens, Ped Miocinovic, Herrn S. Schulze, Christopher Wiebusch, Albrecht Karle, Peter Wegner, Herrn Bauer, Frau Höra, Matthieu Ribordy, Frau Michalski, Frau Baer, Peter Niessen, Herrn Kühnert, UCO, Uli Schwendicke, Marek Kowalski, Katja Tonisch, Herrn H. Schulze, Herrn Krüger, Herrn Gleisberg, Rolf Nahnauer, Waltraut Niepraschk, Michael Solarz, PICO, Gary Hill und meinen Eltern.



## Erklärung

Berlin, den 7. Juni 2002

Hiermit erkläre ich, die Dissertation selbstständig und ohne unerlaubte fremde Hilfe angefertigt zu haben. Ich habe mich anderwärts nicht um einen Doktorgrad beworben und besitze einen entsprechenden Doktorgrad nicht. Ich erkläre die Kenntnisnahme der dem Verfahren zugrunde liegenden Promotionsordnung der Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät I der Humboldt-Universität zu Berlin.

Torsten Schmidt



# Lebenslauf

## Personalien

Name : Torsten Schmidt  
Geburtstag und -ort : 6. Oktober 1970, Wuppertal  
Staatsangehörigkeit : deutsch  
Familienstand : ledig  
Wohnort : Berlin

## Schulbildung

08/1981 - 05/1990 Gymnasium an der Bayreuther Straße in Wuppertal  
Abiturnote: 'gut'

## Studium

10/1990 - 09/1992 Grundstudium Physik (DII) an der Bergischen Universität Gesamthochschule Wuppertal (BUGH Wuppertal)  
Vordiplom: 'sehr gut'  
10/1992 - 09/1994 Hauptstudium Physik (DII) an der BUGH Wuppertal  
11/1994 - 10/1997 Mitarbeit am HEGRA-Experiment auf La Palma  
05/1996 - 10/1997 Diplomarbeit bei Prof. Dr. H. Meyer im Bereich Experimentalphysik (Astroteilchenphysik) an der BUGH Wuppertal  
Thema: 'Das Geigerturmdetektorfeld des HEGRA-Experimentes: Untersuchung des Alterungsprozesses und Versuch der Regenerierung'  
10/1997 Studienabschluß als Diplomphysiker  
Diplom: 'sehr gut'  
10/1997 - 05/2002 Dissertation am DESY Zeuthen  
Thema: 'Aufbau und Funktionsnachweis eines Optischen Moduls mit optisch-analoger Pulsübertragung für den AMANDA-II- und ICECUBE-Detektor'

## Auslandsaufenthalte

1995 - 1997 etwa zehn 2- bis 4-wöchige Arbeitsaufenthalte am HEGRA-Experiment auf La Palma (Kanarische Inseln, Spanien)  
1997 - 2001 vier 4- bis 6-wöchige Arbeitsaufenthalte am AMANDA-Experiment am Südpol  
1997 - 2001 mehrtägige Kollaborationstreffen in Madison (USA), Berkeley (USA), Philadelphia (USA), Chicago (USA) und Brüssel (Belgien)  
1999 zwei mehrwöchige Arbeitsaufenthalte bei den Partnerinstituten/-universitäten in Berkeley (USA) und Madison (USA)  
2000 ein 1-wöchiger *Workshop* in Paris (Frankreich)  
2001 eine 1-wöchige Konferenz in Peking (China)

Berlin, den 7. Juni 2002





## Publikationsliste

### Diplomarbeit

- SCHMIDT T.. *Das Geigerturmdetektorfeld des HEGRA Experimentes: Untersuchung des Alterungsprozesses und Versuch der Regenerierung*. Diplomarbeit, BUGH Wuppertal, Fachbereich Physik (1997).

### Journale

- AHRENS J. FOR THE AMANDA COLLABORATION. *Limits to the muon flux from WIMP annihilation in the center of the Earth with the AMANDA detector*. Submitted to Astrophysical Journal.  
arXiv:astro-ph/0202370.
- AHRENS J. FOR THE AMANDA COLLABORATION. *Observation of High Energy Atmospheric Neutrinos with the Antarctic Muon and Neutrino Detector Array*. Accepted by Physical Review D.  
arXiv:astro-ph/0205109.
- AHRENS J. FOR THE AMANDA COLLABORATION. *Search for Supernova Neutrino-Bursts with the AMANDA Detector*. Astroparticle Physics, 16(4):345-359 (2002).  
arXiv:astro-ph/0105460.
- ANDRÉS E. FOR THE AMANDA COLLABORATION. *Observation of High Energy Neutrinos with Cherenkov detectors embedded in deep Antarctic Ice*. Nature, 410(6827):441-443 (2001).
- ANDRÉS E. FOR THE AMANDA COLLABORATION. *The AMANDA neutrino telescope: principle of operation and first results*. Astroparticle Physics, 13(1):1-20 (2000).  
arXiv:astro-ph/9906203.
- VASILIEV R. W. FOR THE TUNKA COLLABORATION. *'Messung der Impulsform von Cherenkovlicht ausgedehnter Luftschauer mit der Anlage Tunka'* (russisch). UDK 537.591.15.
- AHARONIAN F. FOR THE HEGRA COLLABORATION. *Measurement of the flux, spectrum and variability of TeV  $\gamma$ -rays from Mkn 501 during a state of high activity*. Astronomy and Astrophysics, 327:L5-L8 (1997).  
arXiv:astro-ph/9706019.

### Proposal

- BIRON A. ET AL. *Participation of DESY-Zeuthen in the ICECUBE Project*. Proposal to the DESY PRC, DESY-Zeuthen, Germany (2001).
- THE MAGIC COLLABORATION. *The MAGIC Telescope: Design study for the construction of a 17 m Cherenkov telescope for Gamma-Astronomy above 10 GeV*. Proposal (1998).

### Konferenzen

- SCHMIDT T. ET AL. *The digital Analog Optical Module (dAOM) - a technology for the AMANDA Experiment at the South Pole*. Proc. Computing in High Energy Physics (CHEP), Beijing/China, 9-007 (2001).
- SCHMIDT T. ET AL. *Analog-optische Signalübertragung mit großem dynamischem Bereich für AMANDA/ICECUBE*. Verhandlungen 36. DPG Frühjahrstagung, Bonn/Deutschland, VI, T408.1 (2001).

- SCHMIDT T. FÜR DIE AMANDA KOLLABORATION. *Entwurf eines digitalen optischen Moduls für das AMANDA Experiment*. Verhandlungen 34. DPG Frühjahrstagung, Heidelberg/Deutschland, VI, T510.1 (1999).

**Proc. 27<sup>th</sup> Int. Conference on Cosmic Rays (ICRC)  
Hamburg/Germany (2001)**

- BAI X. FOR THE AMANDA COLLABORATION. *Calibration and Survey of AMANDA with SPASE*. 977–980.
- BARWICK S.W. FOR THE AMANDA COLLABORATION. *Potential of AMANDA-II in HE neutrino astrophysics*. 1101–1104.
- BUDNEV N. FOR THE TUNKA COLLABORATION. *Tunka EAS Cherenkov Array - status 2001*. 581–584.
- COWEN D.F., HANSON K. FOR THE AMANDA COLLABORATION. *Time Calibration of the AMANDA Neutrino Telescope with Cosmic Ray Muons*. 1133–1136.
- DESIATI P., RHODE W. FOR THE AMANDA COLLABORATION. *Analysis of Atmospheric Muons with AMANDA*. 985–988.
- GOLDSCHMIDT A. FOR THE ICECUBE COLLABORATION. *The ICECUBE detector*. 1237–1240.
- HARDTKE R., BAROUCH G. FOR THE AMANDA COLLABORATION. *The AMANDA Search for High Energy Neutrinos from Gamma-Ray Bursts*. 1121–1124.
- DE LOS HEROS C.P. FOR THE AMANDA COLLABORATION. *Search for Neutrinos from WIMP annihilations with the AMANDA detector*. 1557–1557.
- HILL G.C., LEUTHOLD M.J. FOR THE AMANDA COLLABORATION. *Search for a Diffuse Flux from Sources of High Energy Neutrinos with AMANDA-B10*. 1113–1116.
- HUNDERTMARK S. FOR THE AMANDA COLLABORATION. *A Method to Detect UHE Neutrinos with AMANDA*. 1129–1132.
- LEUTHOLD M.J. FOR THE ICECUBE COLLABORATION. *Performance studies for ICECUBE*. 1241–1241.
- NEUNOEFFER T. FOR THE AMANDA COLLABORATION. *Supernova Neutrino-Burst Search with the AMANDA Detector*. 1125–1128.
- NIESSEN P., SPIERING C. FOR THE AMANDA COLLABORATION. *Search for Relativistic Monopoles with the AMANDA Detector*. 1496–1498.
- SPIERING C. FOR THE ICECUBE COLLABORATION. *Science potential of the ICECUBE detector*. 1242–1245.
- TABOADA I., KOWALSKI M. FOR THE AMANDA COLLABORATION. *Search for Cascade-like events in the AMANDA-B10 Detector*. 1117–1120.
- WIEBUSCH C.H.V. FOR THE AMANDA COLLABORATION. *Observation of High Energy Atmospheric Neutrinos with AMANDA*. 1109–1112.
- WISCHNEWSKI R. FOR THE AMANDA COLLABORATION. *Performance of the AMANDA-II detector*. 1105–1108.

**Proc. 26<sup>th</sup> Int. Conference on Cosmic Rays (ICRC)  
Salt Lake City/USA (1999)**

- BAY R. FOR THE AMANDA COLLABORATION. *AMANDA Search for High-Energy Neutrinos Accompanying Gamma Ray Bursts*. 225–228.
- BOUCHTA A. FOR THE AMANDA COLLABORATION. *Seasonal variations of the muon flux seen by AMANDA*. 108–111.
- DALBERG E. FOR THE AMANDA COLLABORATION. *Nearly Vertical Upgoing Muons in the AMANDA-B10 Detector*. 348–351.
- FRICHTER G.M. FOR THE RICE COLLABORATION AND FOR THE AMANDA COLLABORATION. *Status of the RICE Experiment*. 467–470.
- HALZEN F. FOR THE AMANDA COLLABORATION. *From the First Neutrino Telescope, the Antarctic Muon and Neutrino Detector Array AMANDA, to the ICECUBE Observatory*. 428–431.
- HILL G. FOR THE AMANDA COLLABORATION. *The AMANDA-B10 String Array*. 432–435.
- HUNDERTMARK S. FOR THE AMANDA COLLABORATION. *Up- and Down-Going Muons in the AMANDA-B4 Prototype Detector*. 12–15.
- KARLE A. FOR THE AMANDA COLLABORATION. *Observation of Atmospheric Neutrino Events with AMANDA*. 221–224.
- KIM J.H. FOR THE AMANDA COLLABORATION. *A Search for Point Sources of High Energy Neutrinos with the AMANDA Neutrino Telescope*. 196–199.
- MILLER T. FOR THE SPASE COLLABORATION AND FOR THE AMANDA COLLABORATION. *Calibration of AMANDA with Coincident Events from SPASE-2*. 465–466.
- NIESSEN P. FOR THE AMANDA COLLABORATION. *Search for Relativistic Monopoles with the AMANDA Detector*. 344–347.
- WISCHNEWSKI R.P. FOR THE AMANDA COLLABORATION. *Supernova Burst Analysis with the AMANDA Neutrino Telescope*. 229–232.
- WOSCHNAGG K. FOR THE AMANDA COLLABORATION. *Optical Properties of South Pole Ice at Depths from 140 to 2300 Meters*. 200–203.

**Sonstige**

- HILL G.C. FOR THE AMANDA COLLABORATION. *Results from AMANDA*. Proc. XXXVI<sup>th</sup> Recontres de Moriond on Electroweak Interactions and Unified Theories, (2001). arXiv:astro-ph/0106064.
- KARLE A. FOR THE AMANDA COLLABORATION. *Results from AMANDA*. Proc. 9<sup>th</sup> International Workshop on Neutrino Telescopes, Venice/Italy, 2, 569–580 (2001). arXiv:astro-ph/9906205.
- KOWALSKI M. FOR THE AMANDA COLLABORATION. *Physics Results from the AMANDA Neutrino Detector*. Proc. International Europhysics Conference on High Energy Physics, Budapest/Hungary, (2001). To be published in Journal of High Energy and Nuclear Physics. arXiv:hep-ph/0112083.

- BARWICK S.W. FOR THE AMANDA COLLABORATION. *Results from the AMANDA High Energy Neutrino Detector*. Nuclear Physics B Proceedings Supplements, 91(1-3):423-430 (2001). Proc. 19<sup>th</sup> International Conference on Neutrino Physics and Astrophysics (Neutrino 2000), Sudbury/Canada, (2000).  
arXiv:astro-ph/0009242.
- BIRON A. FOR THE AMANDA COLLABORATION. *Physics results from the AMANDA-B10 experiment*. Physics of Particles and Nuclei Letters, 3(106):7-20 (2001). Proc. International Workshop on Non-Accelerator New Physics In Neutrino Observations (NANPino 2000), Dubna/Russia, (2000).
- COWEN D.F. FOR THE AMANDA COLLABORATION. *Recent Results from AMANDA*. Proceedings of the meeting of the Division of Particle Physics and Fields of the American Physical Society (DPF 2000), Columbus/Ohio/USA, (2000). To be published in International Journal of Modern Physics A.
- EDSJÖ J. FOR THE AMANDA COLLABORATION. *WIMP Searches with AMANDA-B10*. Proc. 3<sup>rd</sup> International Workshop on the Identification of Dark Matter (IDM 2000), York/United Kingdom, 499-505 (2000). World Scientific, Singapore, Singapore (2002). To be published.  
arXiv:astro-ph/0012285.
- KARLE A. FOR THE AMANDA COLLABORATION. *Observation of High Energy Atmospheric Neutrinos with AMANDA*. Proc. 7<sup>th</sup> Conference On Intersections Between Particle And Nuclear Physics (CIPANP 2000), Quebec City/Canada, (2000).
- LEICH H. ET AL. *The AMANDA dAOM Project - an example of a Distributed DAQ and Slow Control System*. Proc. DANEF, Dubna/Russia, 78-88 (2000).
- RHODE W. FOR THE AMANDA COLLABORATION. *Status of the Neutrino Telescope AMANDA: Monopoles and WIMPs*. Proc. 3<sup>rd</sup> International Conference on Dark Matter in Astro and Particle Physics (dark 2000), Heidelberg/Germany, 699-706 (2000).
- BARWICK S.W. FOR THE AMANDA COLLABORATION. *Initial Results from the AMANDA High-Energy Neutrino Detector*. Nuclear Physics B Proceedings Supplements, 87(1-3):402-404 (2000). Proc. 6<sup>th</sup> International Workshop on Topics in Astroparticle and Underground Physics (TAUP 99) (1999).
- KARLE A. FOR THE AMANDA COLLABORATION. *Observation of Atmospheric Neutrino Events with the AMANDA Experiment*. Proc. 17<sup>th</sup> International Workshop on Weak Interactions and Neutrinos (WIN 99), Cape Town/South Africa, 258-262 (1999). World Scientific, Singapore, Singapore (2000).  
arXiv:astro-ph/9904379.
- MILLER T. FOR THE AMANDA COLLABORATION. *From AMANDA to ICECUBE: Current and Future High Energy Neutrino Telescopes at the South Pole*. Proc. 23<sup>rd</sup> Johns Hopkins Workshop on Current Problems in Particle Theory: Neutrinos In The New Millennium, Baltimore/USA, 47-61 (1999). World Scientific, Singapore, Singapore (2000).
- NIESSEN P. FOR THE AMANDA COLLABORATION. *Searching for relativistic magnetic monopoles with AMANDA-B10*. 6<sup>th</sup> Topical Seminar on Neutrino and Astro-Particle Physics, San Miniato/Italy, (1999).
- SPIERING C. FOR THE AMANDA COLLABORATION. *AMANDA: Status, Results and Future*. Proc. 8<sup>th</sup> International Workshop on Neutrino Telescopes Venice/Italy, 2, 63-79, (1999).  
arXiv:astro-ph/9906205.

- WISCHNEWSKI R.P. FOR THE AMANDA COLLABORATION. *The AMANDA Neutrino Detector - Status Report*. Nuclear Physics B Proceedings Supplements, 85(1–3):141–145 (2000). Proc. 6<sup>th</sup> Topical Seminar on Neutrino and Astro-Particle Physics, San Miniato/Italy, (1999).
- BARWICK S.W. FOR THE AMANDA COLLABORATION. *Initial Results from the AMANDA High-Energy Neutrino Detector*. Proc. 29<sup>th</sup> International Conference on High Energy Physics (ICHEP 98), Vancouver/Canada, II, 1447–1452(1998). World Scientific, Singapore, Singapore (1999).
- BERGSTÖM L. FOR THE AMANDA COLLABORATION. *The Identification of Dark Matter*. Proceedings 2<sup>nd</sup> International Conference on Dark Matter in Astro and Particle Physics (dark 1998), Sheffield/United Kingdom, 501 (1998). World Scientific, Singapore, Singapore (1999).
- HALZEN F. FOR THE AMANDA COLLABORATION. *The AMANDA Neutrino Telescope and the Indirect Search for Dark Matter*. Physics Reports, **307**:243–252 (1998). Proc. 3<sup>rd</sup> International Symposium on Sources and Detection of Dark Matter in the Universe (DM 98), Marina del Rey/California/USA, (1998). arXiv:hep-ph/9804007.
- HALZEN F. FOR THE AMANDA COLLABORATION. *The AMANDA Neutrino Telescope*. Nuclear Physics B Proceedings Supplements, 77(1–3):474–485 (1999). Proc. 18<sup>th</sup> International Conference on Neutrino Physics and Astrophysics (Neutrino 98), Takayama/Japan, (1998). arXiv:astro-ph/9809025, MADPH-98-1078.
- DE LOS HEROS C.P. FOR THE AMANDA COLLABORATION. *Preliminary Results from the AMANDA Neutrino Telescope*. Proc. 16<sup>th</sup> European Cosmic Ray Symposium, Alcalá de Henares/Spain, (1998).
- WISCHNEWSKI R.P. FOR THE AMANDA COLLABORATION. *The AMANDA Neutrino Detector*. Nuclear Physics B Proceedings Supplements, 75 A(1–2):412–414 (1999). Proc. 10<sup>th</sup> International Symposium on Very High Energy Cosmic Ray Interactions, Gran Sasso/Italy, (1998).

